

AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ

THÈSE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ « AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ »

Spécialité : Mécanique et Physique des Fluides

École doctorale : Sciences pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et
Nanoélectronique (ED 353)

Préparée à l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre

Présentée par

Laurent GRARE

**Etude des interactions Océan-Atmosphère
à proximité immédiate de l'interface :
Application aux vagues de vent et aux vagues extrêmes**

Dirigée par Jean-Paul GIOVANANGELI et Hubert BRANGER

Soutenue le 18 juin 2009 devant le jury composé de :

Hubert	Branger.	CR1, IRPHE, CNRS	(Invité)
Frédéric	Dias	Pr., Ecole Normale Supérieure de Cachan	(Rapporteur)
Jean Paul	Giovanangeli,	IR, IRPHE, CNRS	(Directeur)
Christian	Kharif,	Pr., Ecole Centrale Marseille	(Examineur)
Vladimir	Makin,	DR, Senior Scientist, KNMI (Pays Bas)	(Examineur)
Vincent	Rey,	Pr., Université de Toulon et du Var	(Examineur)
Alain	Weill	DR, LATMOS, CNRS	(Rapporteur)



On n'est pas arrivé.
Laurent GRARE, *Pensée éphémère*



Résumé

La surface de l'océan, interface entre deux milieux l'un liquide et l'autre gazeux, est un lieu d'échange d'énergie dans lequel l'influence du vent est importante. La compréhension des processus d'échanges est un enjeu important pour appréhender la dynamique et le couplage des deux milieux. Lors du transfert d'énergie mécanique du vent vers les vagues, une partie de l'énergie participe à l'amplification des vagues, via la traînée de forme, une autre contribue au courant de dérive, via la traînée visqueuse. Une étude expérimentale a été menée afin de déterminer la répartition de cette énergie entre ces deux traînées pour différentes conditions de vent et de vagues. La détermination de la traînée de forme passe par la mesure de la pression statique au plus près de la surface et celle de la traînée visqueuse par la mesure de la vitesse de l'écoulement de l'air dans la sous-couche visqueuse.

Des dispositifs expérimentaux originaux ont été développés dans cette optique. Une sonde de pression constituée d'une antenne de pression de type Elliot et d'un capteur miniature inséré au plus près du point de mesure permet de donner une description détaillée des champs de pression dans la couche limite turbulente. Un dispositif « suiveur à vagues » asservi à une sonde à vagues, permet de réaliser les mesures au plus près de la surface notamment dans le creux des vagues. Enfin, un dispositif « plongeur » permet de faire transiter une sonde de vitesse dans la sous-couche visqueuse de l'air afin de déterminer les contraintes de cisaillement au niveau de la surface. Ces mesures permettent d'obtenir une description fine de la structure locale de l'écoulement de l'air dans les zones toutes proches de la surface marine.

Ainsi, nous montrons que la contribution de la tension visqueuse à la tension totale est une fonction décroissante du vent et de la cambrure de l'onde dominante. On montre également que la tension visqueuse n'est pas constante le long du profil de la vague mais présente des modulations, fonction de la phase de la vague, qui s'amplifient avec la cambrure de la vague.

Par ailleurs, l'étude des champs de pression met en défaut les méthodes classiques de mesure de la traînée de forme qui consiste à extrapoler le profil vertical des corrélations Pression-Pente à l'altitude de l'eau au repos. L'expression analytique du flux de quantité de mouvement de l'air à l'eau écrite dans un repère mobile permet d'identifier les diverses composantes qu'on peut relier à la traînée totale à la surface.

Une étude comparative de la mesure des flux du vent vers les vagues via la méthode Inertio-Dissipative et la méthode directe montre que les résultats divergent à proximité de l'interface. Bien que tous les termes de l'équation bilan de l'énergie cinétique de la turbulence ne puissent être déterminés expérimentalement, on montre que des termes sup-

plémentaires apparaissent lorsque les mesures sont réalisées sur un support mobile lié aux déplacements de l'interface.

Une approche expérimentale montre que la durée de vie de vagues scélérates générées par focalisation spatio-temporelle est significativement augmentée en présence de vent. Une forte asymétrie est effectivement observée entre les phases de focalisation et de défocalisation. L'étude des interactions entre le vent et le groupe focalisant met en évidence que ce phénomène est en partie dû au mécanisme de décollement de l'air à la crête de la vague extrême.

Table des matières

Résumé	v
Nomenclature	xv
1 Introduction	1
I Modèles de génération et d'amplification des vagues par le vent	5
2 Approche théorique	9
2.1 Les modèles théoriques	9
2.2 Evolution des théories	13
3 Approche numérique	17
3.1 Méthodes numériques	17
3.2 Les modèles numériques appliqués aux interactions océan-atmosphère . . .	20
4 Conclusions	23
II Dispositifs expérimentaux et Traitement des données	25
5 Cadre expérimental	29
5.1 La grande soufflerie Air-Eau de Luminy	29
5.2 Conditions expérimentales	29
6 Méthodes de mesures	33
6.1 Les sondes à vagues	33
6.2 Les sondes à fils chauds en X	34
6.3 Mesure des fluctuations de pression statique à partir de la pression totale et de la pression dynamique	36
6.4 Mesure des fluctuations de la pression statique à l'aide de l'antenne de pression statique d'Elliott	38
6.5 Le suiveur à vagues	43
6.6 Le montage « plongeur »	45
6.7 La sonde à décollement	53

7	Traitement des données	55
7.1	Acquisition des données	55
7.2	Etude statistique par analyse spectrale	55
7.3	Etude temps-fréquence par l'analyse en ondelettes	58
7.4	Calcul de la vitesse de propagation des vagues	59
7.5	Moyennes de phase	59
III	Résultats	63
8	Étude de la tension visqueuse	67
8.1	Notations et définitions	67
8.2	Etude du profil de la vitesse horizontale	70
8.3	Modulations de la structure de l'écoulement le long du profil moyen de la vague	73
8.4	Structure de l'écoulement dans la sous-couche visqueuse	76
8.5	Influence de la cambrure et de la vitesse du vent	77
9	Etude comparative de la mesure des flux de quantité de mouvement dans un repère fixe et dans un repère mobile	81
9.1	Analyse des mesures réalisées dans un repère fixe	81
9.2	Écriture du bilan du flux de quantité de mouvement dans un repère curviligne	83
9.3	Résultats des mesures réalisées dans le repère mobile	86
9.4	Conclusions	94
10	Analyse critique de la méthode Inertio-Dissipative en présence d'ondes de surface	97
10.1	La méthode Inertio-Dissipative	97
10.2	L'équation bilan de l'énergie cinétique de la turbulence	97
10.3	Limites de la méthode Inertio-Dissipative en présence de vagues	100
10.4	La diffusion de la turbulence	103
10.5	La paramétrisation de la dissipation visqueuse	105
10.6	Les interactions entre les fluctuations turbulentes et les fluctuations induites	107
10.7	Bilan de l'énergie cinétique de la turbulence écrit dans un repère curviligne	109
10.8	Estimation expérimentale du bilan de l'énergie cinétique de la turbulence à partir des mesures réalisées sur le suiveur à vagues	121
10.9	Conclusions	128
11	L'effet du vent sur les vagues scélérates	129
IV	Conclusion	169
12	Conclusions et perspectives	171
12.1	Principaux résultats	171
12.2	Perspectives	173

TABLE DES MATIÈRES

A Annexes	175
Bibliographie	217

TABLE DES MATIÈRES

Table des figures

5.1	La Grande Soufflerie Air-Eau de Luminy.	30
6.1	La sonde de pression totale.	37
6.2	Les caractéristiques géométriques du profil de la sonde	39
6.3	L'intégration du capteur Endevco au plus près de la pastille	40
6.4	$C_p(\varphi)$ de trois antennes de pression	40
6.5	Fonction de transfert de la pastille	41
6.6	Influence du déplacement de la sonde sur la mesure de la pression. Signaux temporels	42
6.7	Influence du déplacement de la sonde sur la mesure de la pression. Fonctions de transfert	42
6.8	Réponse temporelle du suiveur pour un cas de vagues de vent	44
6.9	Fonction de transfert du suiveur	44
6.10	Signal de commande du plongeur	45
6.11	Cycle complet du tarage d'un fil droit	47
6.12	Zoom sur une plongée lors du tarage d'un fil droit	47
6.13	Evolution de la tension aux bornes du fil aux cours de plusieurs plongées.	48
6.14	Evolution des coefficients de King en fonction du nombre de plongées	48
6.15	Evolution de U_{ap} en fonction du nombre de plongées	49
6.16	Effet de la paroi sur la mesure du profil de la vitesse moyenne : mesures statiques	49
6.17	Profils de la vitesse horizontale moyenne à proximité de l'interface : mesures dynamiques.	50
6.18	Tension aux bornes du fil lors d'un plongeon	51
6.19	Composantes des vecteurs vitesses	52
6.20	Principe de fonctionnement de la sonde à décollement	53
7.1	Cospectre entre p' et η_x , vagues de vent - U9F0	57
8.1	Répartition des points d'impact et découpage du profil moyen de la vague.	68
8.2	Exemple de l'évolution du profil vertical de la vitesse horizontale le long de la vague moyenne.	70
8.3	Profil vertical de U^+ pour le cas U7F14X28.	71
8.4	Profil vertical de U^+ au dessus d'une paroi plane rigide.	72
8.5	Modulation de la vitesse moyenne le long du profil moyen de la vague.	73

8.6	Modulation de la tension visqueuse le long du profil moyen de la vague pour des vagues jeunes.	74
8.7	Modulation de la tension visqueuse le long du profil moyen pour différents cas.	75
8.8	Evolutions de $R_\nu^{\phi,z}$ en fonction de U	76
8.9	Evolutions de $R_\nu^{\phi,z}$ en fonction de ak	78
8.10	Evolutions de R_ν en fonction de U_{10}	79
8.11	Evolutions de R_ν en fonction de ak	79
9.1	Profils de la contrainte totale τ^z et des corrélations Pression-Pente τ_p^z dans un repère fixe	82
9.2	Décomposition du tenseur des contraintes fluctuantes en parties induites et turbulentes	86
9.3	Décomposition de l'énergie cinétique de la turbulence en parties induites et turbulentes	87
9.4	Composantes horizontales et verticales de la vitesse induite par les mouvements de l'interface	88
9.5	Pression statique induite et sa corrélation avec la pente des vagues	89
9.6	Enregistrement temporel de l'élévation, de la pression et du produit pression-pente	90
9.7	Contribution des termes visqueux à la contrainte totale	91
9.8	Contribution des termes moyens du bilan du flux de quantité de mouvement à la contrainte totale	91
9.9	Comparaisons entre les résultats du modèle numérique et les résultats expérimentaux	93
10.1	Comparaison entre vitesse de frottement estimée par la méthode ID et la méthode EC	101
10.2	Profils verticaux des termes de production et de dissipation visqueuse de la turbulence	102
10.3	Etude des corrélations Pression-Vitesse et Vitesse-Vitesse	104
10.4	Profils verticaux des corrélations $\overline{p'w'}$ et $\overline{e'w'}$	105
10.5	Evolution du spectre de u en fonction de l'altitude	106
10.6	Dissipation visqueuse à l'échelle des fluctuations induites par les mouvements de l'interface	121
10.7	Profils verticaux des termes de production normalisés	122
10.8	Profils verticaux des termes de diffusion normalisés	124
10.9	Profils verticaux de TEC'^ξ et des interactions entre les mouvements induits et turbulents normalisés	125
10.10	Profils verticaux des termes normalisés du bilan de l'énergie cinétique de la turbulence	127
A.1	Etalonnage des Sondes à vagues et du capteur de déplacement du vérin	178
A.2	Système d'étalonnage en angle des capteurs dans la grande soufflerie	179
A.3	Tension aux bornes des fils en fonction de l'angle d'incidence entre la sonde et l'écoulement	179
A.4	Courbes d'étalonnage des fils chauds en X	180

TABLE DES FIGURES

A.5	Vue 3D du moule mâle	180
A.6	Vue 3D du capteur de pression	181
A.7	Evolution des techniques de moulage de la pastille	181
A.8	Mesures de $\alpha = \arctan(\frac{v}{u})$ pour des vagues de vent à $U = 8m/s$	182
A.9	Dispositif d'étalonnage dynamique de la pastille	182
A.10	Le suiveur à vagues	183
A.11	Etalonnages du fil droit du plongeur avant et après 100 plongées	184
A.12	Repères cartésien et curvilignes	184
A.13	Profils verticaux des corrélations Pression-Pente - Repère Fixe	185
A.14	Fluctuations de vitesse et de pression induites - U4F0	186
A.15	Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U4F0	187
A.16	Fluctuations de vitesse et de pression induites - U6F0	188
A.17	Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U6F0	189
A.18	Fluctuations de vitesse et de pression induites - U7F0	190
A.19	Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U7F0	191
A.20	Fluctuations de vitesse et de pression induites - U8F0	192
A.21	Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U8F0	193
A.22	Fluctuations de vitesse et de pression induites - U9F0	194
A.23	Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U9F0	195
A.24	Fluctuations de vitesse et de pression induites - U4F12	196
A.25	Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U4F12	197
A.26	Fluctuations de vitesse et de pression induites - U4F14	198
A.27	Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U4F14	199
A.28	Fluctuations de vitesse et de pression induites - U7F12	200
A.29	Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U7F12	201
A.30	Fluctuations de vitesse et de pression induites - U7F14	202
A.31	Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U7F14	203
A.32	Fluctuations de vitesse et de pression induites - U10F10	204
A.33	Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U10F10	205
A.34	Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U4F0	206
A.35	Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U6F0	207
A.36	Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U7F0	208
A.37	Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U8F0	209
A.38	Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U9F0	210
A.39	Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U4F12	211
A.40	Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U4F14	212
A.41	Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U7F12	213
A.42	Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U7F14	214
A.43	Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U10F10	215

TABLE DES FIGURES

Nomenclature

Notations	Significations	Unités
U_m	Vitesse de l'écoulement au milieu de la veine	$m.s^{-1}$
F_b	Fréquence des mouvements du batteur	Hz
X	Fecht	m
f_e	Fréquence d'échantillonnage des signaux	Hz
T	Longueur exploitable des signaux	s

TAB. 1 – Caractéristiques expérimentales

Notations	Significations	Unités
f ou f_p	Fréquence de l'onde dominante	Hz
ω ou ω_p	Pulsation de l'onde dominante	s^{-1}
T ou T_p	Période de l'onde dominante	s
λ ou λ_p	Longueur d'onde de l'onde dominante	m
k ou k_p	Nombre d'onde de l'onde dominante	m^{-1}
a	Amplitude de l'onde dominante	m
ak	Cambrure moyenne de l'onde dominante	
$C_{réel}$	Vitesse de phase de l'onde dominante mesurée par les sondes à vagues	$m.s^{-1}$
C_φ	Vitesse de phase de l'onde dominante déterminée par la relation de dispersion	$m.s^{-1}$
C_c	Estimation du courant de dérive	$m.s^{-1}$
$C_{réel}/u_* = C/u_*$	Age des vagues	

TAB. 2 – Caractéristiques du champ de vagues

Notations	Significations	Unités
ρ ou ρ_a	Densité de l'air ; $\rho = 1,2$	$kg.m^{-3}$
ν	Viscosité cinématique de l'air ; $\nu = 15,6.10^{-6}$	$m^2.s^{-1}$
μ	Viscosité dynamique de l'air ; $\mu = 18,5.10^{-6}$	$Pa.s$
σ	Tension superficielle entre l'air et l'eau ; $\sigma = 73.10^{-3}$	$N.m^{-1}$
g	Accélération de la gravité ; $g = 9,81$	$m.s^{-2}$
κ	Constante de Von Karman ; $\kappa = 0,41$	

TAB. 3 – Constantes

Notations	Significations	Unités
t	Temps	s
ϕ	Phase du profil moyen du champ de vagues	$^\circ$
z	Altitude par rapport au niveau de la surface au repos	m
ξ	Altitude par rapport au niveau instantané de la surface	m
η	Élévation de la surface par rapport au niveau au repos	m
$\eta_x = \frac{\partial \eta}{\partial x}$	Pente longitudinale de l'élévation	
$\eta_t = \frac{\partial \eta}{\partial t}$	Dérivée temporelle de l'élévation	$m.s^{-1}$
\vec{u}	Vecteur de la vitesse de l'écoulement de composantes (u, v, w)	$m.s^{-1}$
p ou p_s	Pression statique de l'air	Pa
p_t	Pression totale de l'air	Pa
p_d	Pression dynamique de l'air	Pa

TAB. 4 – Variables

Notations	Significations
\bar{f}	Moyenne temporelle de f (où f est une variable ou une fonction dépendant du temps)
$\langle f \rangle$	Moyenne de phase de f
f'	Composante fluctuante de f
\tilde{f}	Composante de f induite par les mouvements de l'interface
f''	Composante turbulente de f
f^z	f exprimée ou mesurée dans un repère fixe
f^ξ	f exprimée ou mesurée dans un repère mobile
f_h^z	f exprimée à l'altitude h par rapport au niveau de la surface au repos
f_h^ξ	f exprimée à l'altitude h par rapport au niveau instantané de la surface
f_η	f exprimée à la surface
S_f	Transformée de Fourier de f
P_{ff}	Densité spectrale d'énergie de f
P_{fg}	Densité spectrale croisée entre f et g
Co_{fg}	Cospectre entre f et g
$\text{var}(f)$	Variance de f

TAB. 5 – Décomposition et grandeurs statistiques de variables

Notations	Significations	Unités
u_*	Vitesse de frottement	$m.s^{-1}$
C_d	Coefficient de frottement	
τ	Contrainte totale moyenne	Pa
τ^z	Contrainte totale exprimée à l'altitude z par rapport au niveau de la surface au repos	Pa
τ^ξ	Contrainte totale exprimée à l'altitude ξ par rapport au niveau instantané de la surface	Pa
τ_p	Traînée de forme à la surface	Pa
$\tau_p^z = \left(p' \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_z$	Corrélation Pression-Pente exprimée à l'altitude z par rapport au niveau de la surface au repos	Pa
$\tau_p^\xi = \left(p' \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_\xi$	Corrélation Pression-Pente exprimée à l'altitude ξ par rapport au niveau instantané de la surface	Pa
τ_ν	Tension visqueuse moyenne exprimée à la surface	Pa
τ_ν^ξ	Tension visqueuse moyenne exprimé à l'altitude ξ	Pa
$\tau_\nu^{\phi,\xi}$	Tension visqueuse locale exprimée à la phase ϕ et à l'altitude ξ	Pa
$R_\nu^{\phi,\xi}$	Ratio de la tension visqueuse locale exprimée à la phase ϕ et à l'altitude ξ sur la tension visqueuse moyenne exprimée à la surface	
R_ν^ξ	Ratio de la tension visqueuse moyenne exprimée à l'altitude ξ sur la tension visqueuse moyenne exprimée à la surface	
$e = \bar{e}'$	Energie cinétique fluctuante	$m^2.s^{-2}$
\bar{e}	Energie cinétique induite	$m^2.s^{-2}$
\bar{e}''	Energie cinétique turbulente	$m^2.s^{-2}$
ϵ	Dissipation Visqueuse de la turbulence	$m^2.s^{-3}$
σ'_{ij}	Tenseur de Reynolds	Pa
S_{ij}	Tenseur du taux de cisaillement	s^{-1}

TAB. 6 – Caractéristiques de l'écoulement aérien

Chapitre 1

Introduction

L'océan couvre environ 70 % de la surface du globe. L'interface Océan-Atmosphère est le lieu de transmission d'énergie et de matière entre ces deux milieux. Comprendre les mécanismes de ces échanges, les quantifier avec précision et suivre leur évolution, est un enjeu important pour la compréhension du climat et de ses processus, mais aussi pour la maîtrise de la modélisation du système couplé océan - atmosphère. Les échanges d'énergie mécanique vers l'océan proviennent principalement des effets du vent, qui par frottement à la surface, provoque vagues, houles et courants de surface. Le vent intervient également dans le refroidissement de la surface par un mécanisme de mélange vertical. La compréhension des transferts d'énergie mécanique de l'atmosphère vers la surface de l'océan passe par l'étude du couplage entre le vent et les vagues. La paramétrisation de ce couplage nécessite la connaissance des flux de quantité de mouvement de l'air à l'eau.

La détermination des flux de quantité de mouvement à proximité immédiate des vagues est un sujet de recherche d'actualité car, très près de la surface, il reste difficile de mesurer ces flux avec précision. A l'interface air-eau, le flux de quantité de mouvement du vent aux vagues se décompose en contraintes normales et tangentielles à la surface. La contrainte normale est responsable de l'amplification des vagues ; elle dépend du champ de pression et de la géométrie de l'interface, c'est la traînée de forme. La contrainte tangentielle est responsable du courant de dérive ; elle résulte des contraintes de cisaillement dans l'air au niveau de la surface, c'est la traînée visqueuse. La principale inconnue est d'estimer la répartition du flux de quantité de mouvement du vent aux vagues entre ces deux traînées. Une meilleure connaissance de cette répartition passe par l'étude des champs de pression à proximité de l'interface et par la mesure des contraintes de cisaillement dans la sous-couche visqueuse.

La mesure des champs de pression et de vitesse au voisinage de la surface est technologiquement très difficile à mettre en oeuvre en mer. D'une part il y a la contrainte liée à l'environnement extérieur qui rend les expériences délicates, d'autre part il n'est pas possible de contrôler les conditions de mer et de vent pour balayer les paramètres géophysiques qui interviennent dans les processus physiques. Par ailleurs, une expérimentation en site naturel est extrêmement coûteuse. Il est plus opportun de réaliser des études en soufflerie, dans un endroit confiné. Cela permet une mise en oeuvre plus aisée des capteurs (vitesse, pression, vagues) ainsi qu'un contrôle direct des conditions d'observations.

Peu d'auteurs se sont penchés sur ce problème car il est difficile de mesurer avec précision les fluctuations de pression à proximité de l'interface et les profils verticaux de la vitesse dans la sous-couche visqueuse. On peut citer, par exemple, les travaux de Banner & Melville (1976); Banner (1990) et Donelan *et al.* (2005, 2006) pour la traînée de forme et les travaux de Okuda *et al.* (1977), Banner & Peirson (1998) et Veron *et al.* (2007) pour la traînée visqueuse. Cependant, ces résultats expérimentaux ne permettent pas de mener une étude comparative détaillée avec des résultats numériques. Les connaissances expérimentales actuelles ne sont pas suffisantes pour valider les différentes théories et hypothèses utilisées dans les modélisations numériques.

Les travaux présentés dans ce manuscrit concernent l'étude des mécanismes d'interactions entre la couche limite turbulente et les couches superficielles de l'océan en présence de vagues. L'approche est principalement expérimentale et vise à avoir une meilleure connaissance de la structure de l'écoulement de l'air dans les zones toutes proches de la surface marine. Plusieurs points sont abordés : l'étude des champs de vitesses et de pression au voisinage immédiat de la surface en présence de vagues, l'effet des vagues sur la méthode de mesure des flux de quantité de mouvement à l'interface air-mer par la méthode Inertio-Dissipative, la détermination de la traînée de forme et de la traînée visqueuse et l'effet du vent sur les vagues scélérates.

La première partie est une revue des principaux modèles théoriques et numériques concernant la génération et l'amplification de vagues par le vent. Divers aspects sont examinés aussi bien en ce qui concerne la structure de la couche limite aérienne proche de la surface que les divers mécanismes de transferts entre le vent, les vagues et le courant de dérive généré par le vent.

La deuxième partie présente l'ensemble des dispositifs expérimentaux mis en oeuvre dans la grande soufflerie de simulation des interactions océan-atmosphère de l'IRPHE à Luminy. Une part importante de ce chapitre est consacrée au développement et à la mise au point de la mesure des fluctuations de pression dans l'air et dont la difficulté est bien connue compte tenu des faibles amplitudes de ces fluctuations.

La mise au point d'un dispositif « suiveur à vagues » est également étudiée. Ce montage permet de maintenir les divers capteurs utilisés à une altitude constante par rapport au niveau instantané de l'interface air-eau en présence de vagues et notamment dans le creux des vagues.

Enfin une méthode originale est mise au point afin de mesurer la vitesse de l'écoulement de l'air dans une zone comprise entre la surface de l'eau et une altitude de l'ordre du millimètre.

La troisième partie présente l'ensemble des résultats obtenus. Quatre aspects sont présentés :

- Le premier concerne l'estimation directe de la traînée visqueuse exercée par le vent à l'interface air-eau pour diverses conditions d'observations. La contribution de la traînée visqueuse à la traînée totale en fonction de la vitesse du vent et de la cambrure des vagues est présentée. Sont également examinées les modulations de la traînée visqueuse le long de la vague dominante.
- Le second concerne la mesure des flux de quantité de mouvements à différentes alti-

tudes aussi bien dans un repère fixe que dans un repère mobile lié aux mouvements de l'interface. Les diverses contributions au flux de quantité de mouvement sont exprimées analytiquement et mesurées. Les résultats sont confrontés avec un modèle numérique développé par d'autres auteurs.

- Le troisième est une analyse critique de la mesure des flux de quantité de mouvement par la méthode Inertio-Dissipative en présence d'ondes de surface. Sur la base des résultats expérimentaux obtenus, la méthode est ici discutée à partir d'une équation bilan intégrant les fluctuations de vitesse et de pression turbulentes et induites par les mouvements de l'interface.
- Enfin le quatrième volet concerne l'effet du vent sur les mécanismes de génération et d'évolution spatio-temporelles des vagues scélérates. Ces travaux sont conduits en parallèle avec une approche numérique et théorique conduite dans le cadre d'une autre thèse. Les résultats obtenus sont en accord avec le modèle numérique et mettent en évidence l'importance du mécanisme de décollement de l'air sur l'évolution de la vague extrême au cours de sa propagation.

Enfin la quatrième partie présente un résumé des résultats importants énoncés dans ce manuscrit ainsi que les perspectives de recherche qui en découlent.



tel-00454511, version 1 - 8 Feb 2010

Première partie

Modèles de génération et
d'amplification des vagues par le
vent

Table des matières

2	Approche théorique	9
2.1	Les modèles théoriques	9
2.1.1	Instabilité de Kelvin-Helmholtz	9
2.1.2	Théorie de Jeffreys	10
2.1.3	Théorie de Phillips	10
2.1.4	Théorie de Miles	11
2.1.5	Théorie de Deardoff	11
2.2	Evolution des théories	13
2.2.1	Les effets de la turbulence	13
2.2.2	Les effets de la contrainte de cisaillement	14
2.2.3	Les effets des vagues cambrées et déferlantes	14
2.2.4	Les effets de la houle	15
2.2.5	Les effets du vent fort	16
2.2.6	Les effets du vent sur les vagues extrêmes	16
3	Approche numérique	17
3.1	Méthodes numériques	17
3.1.1	Les équations générales	17
3.1.2	Modèles à viscosité turbulente	18
3.1.2.1	Modèle à longueur de mélange	18
3.1.2.2	Modèle à une équation de transport (e-l)	19
3.1.2.3	Modèle à deux équations de transport (e-ϵ)	19
3.1.3	Modèles de fermeture au second ordre	19
3.1.4	La méthode VOF	20
3.2	Les modèles numériques appliqués aux interactions océan-atmosphère	20
3.2.1	Les modèles à deux dimensions	20
3.2.2	Les modèles à une dimension	21
4	Conclusions	23

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre 2

Approche théorique

L'étude de la génération et de l'amplification des vagues sous l'action du vent entre dans le cadre des interactions entre deux fluides. La principale inconnue est la distribution des contraintes à l'interface d'une surface mobile et d'un écoulement turbulent. La décomposition des nombreux processus physiques qui entrent en jeu dans les échanges énergétiques entre le vent et les vagues passe par leur modélisation théorique ou numérique puis par la comparaison entre les résultats de ces modèles et des données expérimentales. Nous allons présenter ici les principaux modèles existants.

2.1 Les modèles théoriques

2.1.1 Instabilité de Kelvin-Helmholtz

Les premiers travaux avançant une théorie probante quant à la formation des vagues sous l'action du vent sont dus à Kelvin (1871) et Helmholtz (1868) qui ont laissé leurs noms à l'instabilité d'une interface entre deux fluides en écoulement cisailé. Le problème considéré est celui de deux fluides superposés dont l'interface est soumise à un cisaillement lié à la différence de vitesse entre les deux fluides. L'analyse de la stabilité linéaire des équations de Navier-Stokes sous ces conditions correspond à l'étude de petites oscillations de l'interface au voisinage de la position d'équilibre $z = 0$. Cette étude montre que l'on peut toujours trouver un nombre d'onde k permettant de satisfaire la condition d'instabilité :

$$(U_1^2 - U_2^2)^2 > \frac{g}{k} \frac{\rho_2^2 - \rho_1^2}{\rho_1 \rho_2} \quad (2.1)$$

où U_1 , U_2 et ρ_1 , ρ_2 représentent respectivement la vitesse horizontale et la densité de chaque fluide, le fluide 1 étant situé au dessus du fluide 2.

Selon ce modèle, le moindre souffle de vent à la surface de l'eau est susceptible de faire croître les vagues (ce qui n'est pas vérifié dans la nature).

En prenant en compte la tension de surface comme donnée supplémentaire du problème, la condition d'instabilité devient :

$$(U_1^2 - U_2^2)^2 > \frac{g}{k} \frac{\rho_2^2 - \rho_1^2}{\rho_1 \rho_2} + k\sigma \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_1 \rho_2} \quad (2.2)$$

où σ désigne la tension superficielle entre l'air et l'eau.

Dans ces conditions, un seuil de stabilité apparaît, et les vagues ne peuvent alors se développer que si $|U_1 - U_2| > 6.46 \text{ m.s}^{-1}$. Cependant, des vagues ou des rides peuvent se former à l'interface air-eau pour des vitesses de vent beaucoup plus faibles (de l'ordre $|U_1 - U_2| = 1.1 \text{ m.s}^{-1}$). Par conséquent, la modélisation suggérée par Kelvin (1871) et Helmholtz (1868) permet d'expliquer un mécanisme à seuil pour la génération des vagues par le vent, mais ne reproduit pas quantitativement les seuils observés dans la nature.

2.1.2 Théorie de Jeffreys

Devant les limites de la théorie de Kelvin-Helmholtz pour expliquer le premier stade de formation des vagues par le vent, Jeffreys (1924, 1925) remet en cause l'hypothèse de mouvement irrotationnel du fluide léger (phase 1) pour décrire l'interaction vent-vagues. Il suppose que les lignes de courant de l'écoulement dans la phase 1 pourraient ne pas suivre les déformations de la surface. Il introduit alors l'existence de décollements aériens au-dessus des crêtes des vagues. Ce phénomène induit une dépression sur la face sous le vent de la vague ; l'écoulement se rattache ensuite au niveau de la face au vent de la vague située en aval, y induisant une surpression. La répartition de la pression est donc asymétrique de part et d'autre de la crête, ce qui produit un taux de transfert positif aux vagues via le champ de pression. Un coefficient d'abri s qui permet de relier la pression au mouvement de l'interface est introduit. Sous l'action d'un vent de vitesse U , les vagues modélisées par la sinusoïde de forme $\eta(x, t) = a_0 \sin(kx - \omega t)$ se propagent à la vitesse c . La pression $P(x, t)$ est reliée à η par la relation :

$$P(x, t) = s\rho_a(U - c)^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}(x, t) \quad \text{où } \rho_a \text{ est la densité de l'air.} \quad (2.3)$$

Cependant, les expériences de Stanton *et al.* (1932), Motzfeld (1937) et Thijsse (1951), dans lesquelles le vent s'écoule le long de profils de vagues solides de faible cambrure, montrent que l'effet de décollement est trop faible pour expliquer les taux d'accroissement réels des vagues de vent. De plus, cette théorie décrit le phénomène d'amplification de vagues déjà formées mais n'explique pas la génération des premières ondulations de la surface.

Les lacunes pour expliquer ces phénomènes a mené à l'étude des théories linéaires développées par Phillips et Miles dans les années 50. Ces théories supposent un couplage linéaire entre les mouvements de l'interface et l'écoulement aérien.

2.1.3 Théorie de Phillips

Le premier modèle linéaire de génération et d'amplification des vagues sous l'action du vent est un modèle de résonance développé par Phillips (1957). Ce modèle prend en compte l'aspect turbulent de l'écoulement aérien tout en conservant les hypothèses d'écoulement potentiel pour la phase liquide. Il montre que la génération des vagues par le vent s'explique par un phénomène de résonance entre des fluctuations de pression aléatoires générées par la turbulence et les vagues formées par ces fluctuations. La réponse d'une ondulation est maximale si sa vitesse de phase c est égale à la vitesse de convection des fluctuations turbulentes de la pression ; dans ce cas, le modèle prévoit une croissance temporelle linéaire de l'énergie des vagues. Cependant, ce mécanisme n'est valable que pour la formation et

le premier stade de développement des vagues. Lorsque les vagues ont atteint un niveau d'amplitude notable, ce phénomène de résonance n'est pas suffisant pour assumer les taux de croissance des vagues observés expérimentalement.

2.1.4 Théorie de Miles

Le modèle de Miles (1957, 1959, 1960), qui concerne l'amplification des vagues, suppose un couplage linéaire entre les fluctuations de pression dans l'air et la surface près de l'interface. Ce couplage s'exprime par un coefficient de proportionnalité complexe $(\gamma + i\mu)$ qui traduit le déphasage entre les variations de pression par rapport aux variations du niveau de l'interface. Ce mécanisme prévoit une croissance exponentielle de l'énergie des vagues déjà formées et de faible amplitude.

Les deux modèles ont par la suite été couplés par Phillips en 1977 afin de combiner les mécanismes de génération et d'amplification des vagues. La composante du champ de pression est donc la somme de deux termes, l'un englobant la partie purement turbulente (génération), l'autre couplé linéairement aux vagues (amplification) Snyder *et al.* (1981), Plant (1982), Hsiao & Shemdin (1983), Hasselman & Bösenberg (1991), Donelan (1999) parmi d'autres, ont réalisé des études expérimentales afin de déterminer les valeurs des coefficients de couplage de la théorie de Miles pour différentes conditions d'âge de vagues. Cependant, devant les différences entre les résultats obtenus, il est difficile d'établir une loi précise qui décrive l'évolution de ce couplage. De plus, malgré les améliorations de Miles (1962) qui considère l'existence d'une fine couche visqueuse à la surface, de Shemdin (1972) qui prend en compte le courant généré dans l'eau, et de Valenzuela (1976) qui inclut les effets de la viscosité, les taux de croissance mesurés sont toujours plus importants que ceux prévus par le modèle.

Ainsi, l'utilisation de la théorie de Miles pour décrire les interactions air-eau pose toujours problème car même si la structure de l'écoulement peut être relativement bien décrite par ce modèle analytique, la détermination quantitative des taux d'accroissement des vagues sous l'action du vent n'est pas satisfaisante. Par la suite, de nombreuses études ont pris en compte des processus supplémentaires, qui peuvent jouer un rôle important dans le mécanisme d'amplification des vagues par le vent. Parmi ces processus, on peut citer :

- Les effets de la turbulence
- Les effets de la tension visqueuse
- Les effets de la cambrure notamment des vagues déferlantes
- Les effets de la houle
- Les effets du vent fort

2.1.5 Théorie de Deardoff

La théorie de Deardoff (1967) permet de relier le flux de quantité de mouvement à une altitude h , constante par rapport au niveau de l'eau au repos, à la traînée visqueuse et à la traînée de forme exprimées à la surface. Elle permet ainsi, sous certaines hypothèses, d'établir une relation directe entre l'écoulement d'air et l'état de mer.

L'air est considéré incompressible, non stratifié en densité et les effets de rotation de

la terre sont négligés.

L'eau est de profondeur infinie, l'écoulement d'air est homogène en moyenne, de vitesse moyenne $U(z) = \bar{u}(z)$ dans la direction \vec{x} de propagation des vagues. \vec{z} est l'axe vertical dirigé vers le haut, ainsi le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ est un repère direct dans lequel les composantes de la vitesse s'écrivent (u, v, w) .

L'équation bilan du flux de quantité de mouvement de l'air, projetée sur la direction \vec{x} de l'écoulement moyen s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(u^2 + \frac{p}{\rho_a} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(uv - \nu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(uw - \nu \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.4)$$

L'intégration de cette équation de l'interface $z = \eta(x, y, z)$ à un plan horizontal $z = h$ au dessus des crêtes donne (en utilisant le théorème de Leibnitz) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\eta}^h u \, dz + u_{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{\eta}^h \left(u^2 + \frac{p}{\rho_a} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right) dz + \frac{\partial \eta}{\partial x} \left(u^2 + \frac{p}{\rho_a} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\eta} \\ + \frac{\partial}{\partial y} \int_{\eta}^h \left(uv - \nu \frac{\partial u}{\partial y} \right) dz + \frac{\partial \eta}{\partial y} \left(uv - \nu \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\eta} + \left[uw - \nu \frac{\partial u}{\partial z} \right]_{\eta}^h = 0 \end{aligned} \quad (2.5)$$

La condition cinématique exprime le fait qu'une particule d'air située à la surface reste à la surface,

$$w_{\eta} = \frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} + v_{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (2.6)$$

En moyennant l'équation (2.5) par l'opérateur

$$\overline{(\quad)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (\quad) dt,$$

on obtient :

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial}{\partial t} \int_{\eta}^h u \, dz} + \frac{1}{\rho} \overline{\left(p \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_{\eta}} - \nu \left[\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)} - \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)} - \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right)} \right]_{\eta} + \overline{\left(\overline{uw} - \nu \frac{\partial u}{\partial z} \right)_h} \\ + \overline{\frac{\partial}{\partial x} \int_{\eta}^h \left(u^2 + \frac{p}{\rho_a} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right) dz} + \overline{\frac{\partial}{\partial y} \int_{\eta}^h \left(uv - \nu \frac{\partial u}{\partial y} \right) dz} = 0 \end{aligned} \quad (2.7)$$

L'écoulement est supposé statistiquement stationnaire, ce qui se traduit par

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} \int_{\eta}^h u \, dz} = 0$$

Dans le cas d'une couche limite pleinement développée et homogène, les gradients horizontaux sont négligeables devant les gradients verticaux, les termes

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{\frac{\partial}{\partial x} \int_{\eta}^h \left(u^2 + \frac{p}{\rho_a} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right) dz} \\ \text{et} \\ \overline{\frac{\partial}{\partial y} \int_{\eta}^h \left(uv - \nu \frac{\partial u}{\partial y} \right) dz} \end{array} \right. \text{ sont donc négligeables devant } \overline{\left(\overline{uw} - \nu \frac{\partial u}{\partial z} \right)_h} \quad (2.8)$$

La vitesse de frottement u_{*h} définie à l'altitude h par

$$u_{*h}^2 = - \left(\overline{uw} - \nu \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right)_h \quad (2.9)$$

apparaît explicitement dans l'écriture de l'équation de quantité de mouvement qui devient finalement :

$$\tau_h^z = -\rho_a u_{*h}^2 = \left(p \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_\eta + \mu \left[\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) - \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \right]_\eta \quad (2.10)$$

Le flux vertical de quantité de mouvement, évalué à la hauteur h , est relié aux contraintes moyennes dans la direction \vec{x} appliquées à la surface. Ces contraintes sont :

- La traînée de forme τ_p^z , projection sur \vec{x} de la contrainte normale à la surface, qui représente le travail des forces de pression à la surface.

$$\tau_p^z = \left(p \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_\eta \quad (2.11)$$

- La traînée visqueuse τ_ν , projection sur \vec{x} de la contrainte tangentielle.

$$\tau_\nu^z = \mu \left[\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) - \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \right]_\eta \quad (2.12)$$

2.2 Evolution des théories

2.2.1 Les effets de la turbulence

La théorie de Miles est linéaire et quasi-laminaire. La turbulence est prise en compte uniquement pour établir un profil de vitesse logarithmique. De nombreuses alternatives à cette modélisation ont été apportées pour prendre en compte l'effet de la turbulence sur les échanges air-eau. Ces nouvelles théories sont non-linéaires et pleinement turbulentes. Miles (1993) propose d'incorporer l'effet des perturbations des contraintes de Reynolds induites par les mouvements de la surface. Ces contraintes représentent l'effet de la turbulence sur l'écoulement ; elles augmentent le transfert d'énergie aux vagues. Néanmoins la comparaison entre le taux de transfert d'énergie calculé théoriquement, et celui observé d'après les données expérimentales recueillies par Plant (1982) invalide la théorie dès que l'âge des vagues c/u_* est inférieur à 5. D'autres auteurs, Stewart (1967), Longuet-Higgins (1969), Sykes (1980), Jacobs (1987), Zeman & Janssen (1987), Duit & Janssen (1976), ont travaillé sur ce sujet. L'ensemble de ces travaux a abouti à l'approche la plus répandue à l'heure actuelle développée notamment par Townsend (1980) et Belcher & Hunt (1993). C'est une théorie à double couche appelée théorie de la distorsion rapide. Cette théorie permet de décrire l'évolution d'un écoulement turbulent soumis à une action extérieure qui est ici le mouvement de l'interface.

Le modèle de Belcher & Hunt (1993) décompose l'écoulement en deux couches adjacentes, la couche interne proche de l'interface et la couche externe située au dessus de la couche interne.

Dans la couche interne, il y a équilibre local entre production et dissipation visqueuse de la turbulence, celle-ci s'ajuste alors au gradient vertical de la vitesse horizontale moyenne. Dans ce cas, l'utilisation d'un schéma de fermeture à viscosité turbulente est suffisante pour décrire l'évolution des contraintes de Reynolds dans cette zone.

Dans la couche externe, la distorsion de la turbulence est rapide. La turbulence est donc déterminée à partir de l'évolution du cisaillement des tourbillons en amont et non par le gradient local de la vitesse moyenne, ni par les interactions avec les autres tourbillons. Il n'y a plus d'équilibre local entre production et dissipation de la turbulence. Il est donc nécessaire d'utiliser un schéma de fermeture du second ordre qui prend en compte le travail des corrélations pression-vitesse qui permet de relaxer les contraintes de Reynolds vers un état localement isotrope.

2.2.2 Les effets de la contrainte de cisaillement

Dans les modèles de Miles-Phillips, les effets de la contrainte de cisaillement à la surface (ou contrainte tangentielle) sont négligés. Toutefois, Toba *et al.* (1975) suggèrent que la croissance des vagues s'accompagne d'une variation de la vitesse de frottement le long de la vague. Okuda *et al.* (1977) observent expérimentalement une augmentation régulière de la contrainte de cisaillement le long de la face au vent de la vague, qui atteint son maximum au voisinage de la crête, puis diminue jusqu'à s'annuler sur la face sous le vent. Ils en concluent que les tensions visqueuses ont un effet prédominant dans le mécanisme de transmission d'énergie du vent aux vagues jeunes.

Cependant, leurs conclusions sont nuancées par Banner & Peirson (1998) suite à des expériences par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) dans l'eau pour estimer la contrainte tangentielle à la surface. Ces expériences reprennent l'étude de vagues jeunes à fetch très court, mais s'intéressent aussi à l'évolution de la contrainte visqueuse pour différents âges de vagues. Ainsi, ils retrouvent les résultats obtenus par Okuda *et al.* (1977) : lors de la phase de formation des vagues, les contraintes de cisaillement représentent la majeure partie de la contrainte totale. Mais lorsque les vagues se développent, la tension totale augmente tandis que la tension visqueuse évolue peu. Ils suggèrent que la contrainte normale, qu'ils définissent par la différence entre la contrainte totale et la contrainte tangentielle, augmente et devient alors prépondérante dans le transfert d'énergie du vent aux vagues.

Enfin, Veron *et al.* (2007) ont réalisé des expériences similaires¹ mettant en évidence l'apparition de nombreux décollements sur des vagues de vent de courtes longueurs d'ondes. Ces décollements induisent des changements brusques des composantes de la vitesse et de la tension visqueuse au voisinage de l'interface.

2.2.3 Les effets des vagues cambrées et déferlantes

Les théories linéaires se limitent à l'étude des vagues de faible cambrure. L'écoulement au dessus de vagues cambrées est plus difficile à apprécier, et ce d'autant plus qu'un champ de vagues cambrées est fortement soumis au phénomène de déferlement. Les études de ces

¹Les expériences PIV sont réalisées dans l'air.

phénomènes sont relativement récentes et il est difficile de dissocier clairement les différents processus physiques qui entrent en jeu dans les échanges énergétiques pour ce type de vagues. Cependant, différentes études réalisées depuis le début des années 80 permettent de progresser sur la nature des processus mis en jeu.

Banner & Melville (1976), Banner (1990), Maat & Makin (1992), Kudryavtsev & Makin (2001), Makin & Kudryavtsev (2002) montrent que les vagues déferlantes induisent une augmentation du déphasage entre la pression et l'interface, ce qui entraîne une augmentation notable du flux de quantité de mouvement du vent aux vagues. Cette augmentation (de l'ordre de 100% selon Banner (1990)) est principalement supportée par la traînée de forme d'après Kudryavtsev & Makin (2001). Ces études ainsi que celles de Reul (1998) et Reul *et al.* (1999, 2008) montrent que le déferlement est à l'origine de la séparation de l'écoulement d'air. De plus, les études de Weissmann (1986), de Kawai (1981, 1982) et plus récemment de Veron *et al.* (2007) montrent que ce phénomène de décollement à la crête des vagues n'est pas uniquement associé aux vagues déferlantes mais aussi aux vagues de vent de courtes longueurs d'ondes. Garat (1995) étudie la présence de décollements en fonction de l'état de mer et relie ainsi la fréquence d'apparition des courants de retour² à l'âge des vagues et à la cambrure. Ainsi ces études ont permis de montrer que ce phénomène de séparation de l'écoulement semble être une des causes principales de l'augmentation brutale des taux de transferts entre l'air et les vagues qui pourrait expliquer les différences entre les taux d'accroissement des vagues observés expérimentement et ceux prédis par les théories linéaires.

Banner & Peirson (1998) montrent que la contrainte tangentielle est peu sensible à la rugosité de l'interface (qu'elle soit lisse ou recouverte de vagues cambrées ou micro-déferlantes). Ainsi la contrainte normale semble être la cause de l'augmentation brutale de la tension totale lors d'un décollement. La connaissance de l'évolution de la pression statique à la surface tout au long de ce processus permettrait d'avoir une information clé dans la compréhension du phénomène de séparation des lignes de courants et des transferts énergétiques de l'air à l'eau.

Cependant, d'après Longuet-Higgins & Smith (1986), ces décollements sont des processus intermittents, ce qui suggère que la contrainte totale exercée par le vent sur un champ de vagues est inhomogène et qu'elle s'applique par bouffées associées à ces phénomènes intermittents. Peu de travaux ont été conduits afin d'étudier l'influence de cette intermittence des contraintes sur l'évolution des taux de croissance des vagues. Enfin, l'effet du décollement sur l'écoulement aérien est très sensible aux zones de séparation et de réattachement des lignes de courants. En conclusion, le décollement des lignes de courant est un phénomène important dans les échanges énergétiques entre le vent et les vagues. Cependant, notre connaissance dans ce domaine est insuffisante pour pouvoir modéliser correctement ce phénomène.

2.2.4 Les effets de la houle

L'effet de la houle sur les taux de transfert du vent aux vagues est un sujet encore ouvert et dont l'étude est relativement nouvelle. Les observations expérimentales montrent que la présence d'une houle a tendance à supprimer les courtes vagues de vent (Donelan (1987);

²la présence d'un courant de retour dans un repère fixe permet de mettre en évidence un tourbillon dans l'écoulement aérien.

Phillips & Banner (1974)). Ceci peut conduire à des changements importants dans la structure de l'écoulement aérien et donc dans les taux de transfert d'énergie du vent aux vagues (Donelan *et al.* (1997); Drennan *et al.* (1999); Larsen *et al.* (2003)).

Skafel & Donelan (1997) démontrent que la contrainte exercée par le vent sur les vagues est modulée lors du passage d'un groupe de vagues. Kudryavtsev & Makin (2002) et Hara & Belcher (2002) suggèrent différents mécanismes de modulation de la rugosité de la surface due aux vagues longues. Différents modèles ont été mis en oeuvre pour prendre en compte l'effet de la houle sur le coefficient de frottement et les transferts de quantité de mouvement du vent aux vagues par Kudryavtsev & Makin (2002, 2004), Chen & Belcher (2000) et Hara & Belcher (2002, 2004).

2.2.5 Les effets du vent fort

Des études récentes ont montré que la croissance du coefficient de frottement C_d^3 obtenue par vents modérés ne s'applique pas par vent très fort. En effet, Powell *et al.* (2003) et Donelan *et al.* (2004) ont montré que pour des vents supérieurs à 33 m.s^{-1} , le coefficient de frottement commence à diminuer et les transferts d'énergie entre l'air et la surface commencent à saturer. Ceci est en désaccord avec la traditionnelle paramétrisation de Charnock qui relie la rugosité aérodynamique z_0 à la vitesse de frottement u_* et qui décrit donc l'évolution du coefficient de frottement avec la vitesse du vent. Ainsi, ces études montrent que la quantité de mouvement transmise du vent aux vagues ne peut pas être extrapolée à partir des données recueillies par vent modéré.

Makin (2005) propose une modélisation théorique du phénomène : la présence de petites gouttes en suspension produites par le déferlement constant du champ de vagues provoque une modification de la couche marine atmosphérique à proximité de la surface et permet de décrire la diminution du coefficient de frottement C_d observée par Powell *et al.* (2003).

2.2.6 Les effets du vent sur les vagues extrêmes

Peu d'études ont été menées sur les effets du vent sur les vagues extrêmes. Jusqu'à présent, la majorité des travaux sur ces vagues traite des processus physiques qui conduisent à leur génération. Dans le chapitre 11, nous étudions l'effet du vent sur les vagues extrêmes générées par focalisation spatio-temporelle.

$${}^3C_d = \left(\frac{u_*}{\bar{u}}\right)^2$$

Chapitre 3

Approche numérique

3.1 Méthodes numériques

Les modèles numériques ont vu le jour à la fin des années 70 et de nombreuses études ont par la suite été conduites dans le domaine des interactions entre le vent et la mer. Ces travaux apportent une aide précieuse aux théoriciens dans la compréhension des mécanismes physiques, et la comparaison de leurs résultats avec les données expérimentales permettent d'améliorer les hypothèses introduites pour traduire le comportement des écoulements turbulents et leurs interactions avec les mouvements induits par la surface. La modélisation numérique du problème physique des interactions entre le vent turbulent et le champ de vagues demande une description réaliste des ces deux écoulements fluides.

3.1.1 Les équations générales

De manière simplifiée, le champ de vagues est généralement représenté par une houle de Stokes bi-dimensionnelle. La vague type, caractérisée par la grandeur adimensionnelle ak définissant la cambrure moyenne, s'écrit au second ordre sous la forme suivante :

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - \omega t) + \frac{1}{2}a^2k(1 + \cos(2(kx - \omega t))) \quad (3.1)$$

où $\eta(x, t)$ est l'élévation, a est l'amplitude de la vague, k est le nombre d'onde et ω est la pulsation.

Le temps et l'espace sont reliés par la relation de dispersion

$$w^2 = gk + \sigma k^3 \quad \text{où } g \text{ est la gravité et } \sigma \text{ la tension de surface.} \quad (3.2)$$

L'écoulement d'air est turbulent, supposé stationnaire, bidimensionnel en moyenne et incompressible. Le mouvement turbulent est décrit par les équations de continuité et de Navier-Stokes. Afin de rendre compte de la nature turbulente de l'écoulement, les différentes grandeurs instantanées (p, u_i) sont décomposées en une partie moyenne et une partie turbulente. Ici $u_1 = u$, $u_2 = v$ et $u_3 = w$.

$$\begin{cases} p = \bar{p} + p' \\ u_i = \bar{u}_i + u'_i \end{cases} \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.3)$$

Utiliser cette décomposition, et appliquer l'opérateur de moyennes aux équations de Navier-Stokes et de continuité, conduit aux équations moyennes de Reynolds :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.5)$$

qui fait intervenir le tenseur de Reynolds, celui-ci représentant l'effet de la turbulence sur l'écoulement moyen.

$$\sigma'_{ij} = -\rho_a \overline{u'_i u'_j} \quad (3.6)$$

Ce système d'équations est un système ouvert. Pour le résoudre, on utilise des schémas de fermeture établis sur la base d'hypothèses physiques qui permettent d'exprimer les tensions de Reynolds à partir des propriétés moyennes de l'écoulement. Les principaux schémas de fermeture utilisés sont détaillés ci-après.

3.1.2 Modèles à viscosité turbulente

Ces modèles utilisent le principe de viscosité turbulente. Ce principe suppose une relation entre le tenseur de Reynolds σ'_{ij} et le tenseur du taux de cisaillement des grandeurs moyennes. La relation qui en découle est connue comme l'hypothèse de fermeture de Boussinesq :

$$\sigma'_{ij} = 2\nu_t \overline{S_{ij}} - \frac{2}{3} \rho e \delta_{ij} \quad (3.7)$$

où ν_t est la viscosité turbulente, e l'énergie cinétique de la turbulence et S_{ij} le tenseur du taux de cisaillement défini par

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.8)$$

La diversité de ces modèles provient des différentes descriptions du coefficient de viscosité turbulente ν_t suivantes.

3.1.2.1 Modèle à longueur de mélange

Dans le modèle à longueur de mélange, la viscosité turbulente ν_t dépend de la longueur de mélange l_m qui caractérise l'échelle de corrélation de la turbulence.

$$\text{Exemple pour un écoulement plan : } \nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \quad (3.9)$$

Cependant, cette longueur de mélange est généralement fixée de manière empirique. Ainsi cette modélisation donne des résultats satisfaisants pour des configurations simples mais est insuffisante pour décrire un écoulement turbulent plus complexe. Les modèles à équations de transport offrent des perspectives plus larges.

3.1.2.2 Modèle à une équation de transport (e-1)

Ici, la viscosité tourbillonnaire ν_t dépend d'un nouveau paramètre représentatif de l'écoulement, l'énergie cinétique de la turbulence e .

$$\nu_t = l_t e^{1/2} \quad (3.10)$$

L'évolution de ce paramètre est décrite par l'équation bilan de l'énergie cinétique de la turbulence. En supposant que l'agitation turbulente est stationnaire, il y a égalité entre les termes de production et de dissipation de la turbulence. Ces modèles apportent une équation supplémentaire, appelée équation de transport de la turbulence qui introduit de nouveaux termes tels que la production et la dissipation visqueuse de la turbulence. Dans le cas des modèles **e-1**, c'est dans la paramétrisation de l'échelle de longueur de la turbulence et de la dissipation que réside la difficulté et la finesse de la méthode.

3.1.2.3 Modèle à deux équations de transport (e- ϵ)

La viscosité turbulente est maintenant décrite à partir de l'énergie cinétique de la turbulence e et de la dissipation visqueuse ϵ ,

$$\nu_t = c_\mu \frac{e^2}{\epsilon} \quad (3.11)$$

et l'on introduit une équation supplémentaire qui décrit l'évolution de la dissipation ϵ . Ce schéma de fermeture est le plus couramment utilisé car il prend en compte les variations spatiales de l'agitation turbulente mais il reste insuffisant pour décrire les écoulements à géométrie complexe.

3.1.3 Modèles de fermeture au second ordre

Les modèles de fermeture du second ordre ne découlent plus du concept de viscosité turbulente. Les équations dynamiques régissant les tensions de Reynolds¹ sont résolues. Ces équations sont obtenues à partir d'opérations mathématiques entre les équations de Navier-Stokes et les équations de Reynolds. Ce nouveau système d'équations contient des termes du troisième ordre qui doivent être paramétrés afin de fermer le système global regroupant les équations régissant les valeurs moyennes et les équations de transport des tensions de Reynolds :

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \overline{u_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} = P_{ij} + T_{ij} + \Pi_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (3.12)$$

où les termes de droite représentent la production P_{ij} , la diffusion turbulente T_{ij} , le travail des corrélations pression-vitesse Π_{ij} et la dissipation visqueuse ϵ_{ij} .

Ces modèles sont notamment capables de prendre en compte les effets de la distorsion rapide de la turbulence.

¹qui sont aussi appelées les corrélations du second ordre.

3.1.4 La méthode VOF

Il existe cependant un moyen de résoudre explicitement le problème des interactions océan-atmosphère en faisant appel à la méthode de résolution VOF (Volume Of Fluids). Cette méthode consiste à résoudre directement les équations de Navier-Stokes, en diphasique, et à simuler la structure de l'écoulement aérien ainsi que la dynamique de l'interface entre les deux fluides. Cependant, cette méthode utilise un maillage Eulérien du domaine complet, ce qui pose un problème de traitement numérique dans des temps de calculs raisonnables. Ainsi, elle ne peut s'appliquer qu'à des problèmes aux dimensions temporelles et spatiales relativement restreintes. Dès lors, cette méthode ne permet pas de donner une description statistique de l'écoulement aérien et de l'interface.

3.2 Les modèles numériques appliqués aux interactions océan-atmosphère

3.2.1 Les modèles à deux dimensions

La majorité des modèles actuellement développés se limitent à l'étude de vagues bi-dimensionnelles, et les hypothèses classiques supposent que l'écoulement moyen de l'air soit également bi-dimensionnel. Le but des modélisations numériques des interactions océan-atmosphère est de déterminer les composantes horizontales et verticales de la vitesse ainsi que le champ de pression dans la couche limite turbulente atmosphérique.

Ces modèles résolvent les équations de Reynolds. La qualité et la précision des résultats dépendent du schéma de fermeture utilisé, du maillage réalisé, et des différentes hypothèses retenues.

Nous pouvons citer le modèle de Gent & Taylor (1976) à une équation de transport (e-1) développé dans le but de prédire les taux de transfert d'énergie mécanique fournie par le vent aux vagues d'amplitude importante. Ce modèle montre que la distribution de la pression induite par les mouvements de l'interface le long du profil d'une vague de cambrure importante devient asymétrique. La traînée de forme contribue alors à plus de 50% des transferts de quantité de mouvement du vent aux vagues. Ce modèle introduit pour la première fois la notion de rugosité aérodynamique de surface z_0 variable le long d'un profil de vague. Pour les vagues de faible amplitude, les taux de transfert d'énergie du vent aux vagues sont alors trois fois supérieurs à ceux prédits par les théories linéaires.

Chalikov & Makin (1991) développent un modèle numérique dans lequel les équations sont exprimées dans un système de coordonnées curvilignes permettant de suivre l'interface à une distance constante par rapport à l'interface mobile air-eau. Les composantes de l'écoulement sont ensuite décomposées en parties moyennes, induites et strictement turbulentes. Cette décomposition s'effectue grâce à la méthode de moyennage de phase le long d'une vague. Cette méthode permet de prendre en compte la modulation des composantes turbulentes par les mouvements induits par l'interface et ainsi d'étudier l'importance des différents termes dans l'équation bilan du flux de quantité de mouvement du vent aux vagues.

Le modèle numérique de Belcher & Hunt (1993) s'applique aux écoulements turbulents au dessus de vagues de faible cambrure. La structure de l'écoulement turbulent est schématisée par deux couches qui sont elles-mêmes divisées en deux. Dans chaque couche, les hypothèses et les schémas de fermeture changent. Ainsi, dans la couche interne, le modèle à longueur de mélange est utilisé pour décrire les tensions de Reynolds tandis que dans la couche externe, le modèle de fermeture du second ordre et la théorie de la distorsion rapide sont utilisés. Ce modèle met en valeur l'importance des tensions de Reynolds dans la région interne, prouvant ainsi l'inadéquation de la théorie de Miles (1957). Le taux de croissance des vagues est principalement déterminé par les perturbations asymétriques de la pression, induites par l'épaississement de la couche limite sur la pente aval de la crête des vagues. Trois autres effets participent à la croissance des vagues :

- L'asymétrie des contraintes de Reynolds normales et tangentielles.
- Les perturbations asymétriques des vitesses à la surface associées au mouvement de l'eau.
- Les variations de la rugosité aérodynamique le long du profil moyen de la vague qui ont tendance à amplifier l'asymétrie de l'écoulement.

Dans la continuité des travaux de Belcher & Hunt (1993), Mastenbroek *et al.* (1996) ont réalisé une étude comparative des différents modèles de fermeture des équations de Reynolds. Les résultats numériques ont ensuite été confrontés à des données expérimentales réalisées en soufflerie. Ces travaux ont permis de montrer que le schéma de fermeture du second ordre donne une meilleure prévision des tensions de Reynolds que les modèles à viscosité turbulente. Cependant, les termes de pression sont sous-estimés quelque soit le modèle de fermeture choisi.

Makin *et al.* (1995) utilisent un modèle à longueur de mélange pour décrire les tensions strictement turbulentes, et expriment les tensions induites à l'aide du spectre de vagues. Cette étude s'intéresse au couplage vent-vagues pour des mers développées ou se développant et pour des conditions de vent variables (faible à fort). Ils montrent que par vent fort, la contrainte totale est principalement supportée par les vagues et la tension visqueuse est faible. Pour des vents faibles, la tendance s'inverse.

Enfin, Kudryavtsev *et al.* (2001) utilisent un code similaire à celui de Belcher & Hunt (1993) mais dans lequel l'écoulement dans la couche externe est supposé non visqueux. Ils utilisent alors l'équation de Rayleigh pour modéliser la turbulence dans cette région. Cette hypothèse permet d'exprimer la composante verticale de la vitesse par une fonction dépendante de l'altitude et de la vitesse horizontale moyenne. Cette paramétrisation fournit un modèle « simple » qui donne des résultats en accord avec des modélisations plus complexes utilisant un schéma de fermeture du second ordre.

3.2.2 Les modèles à une dimension

Ces modèles sont basés sur l'hypothèse d'une couche aérienne à flux constant au voisinage de l'interface. Ceci suppose que, dans cette couche, la contrainte totale $\tau = \rho \overline{uw}$ est indépendante de l'altitude. Les composantes de l'écoulement sont alors décomposées en parties induites et strictement turbulentes. La contrainte totale s'exprime alors par la

somme des contraintes turbulentes τ_t et des contraintes induites par les vagues $\tilde{\tau}$

$$\tau = \tau_t(z) + \tilde{\tau}(z) \quad (3.13)$$

La particularité de ces méthodes est de caractériser les différents termes de cette équation.

La méthode la plus répandue pour paramétriser la contrainte induite a été introduite par Janssen (1989) à partir des travaux de Phillips (1977). La contrainte induite à la surface s'écrit à partir de l'intégrale du spectre d'énergie des vagues et du taux d'amplification des vagues β_g . La théorie d'équilibre du spectre de vagues permet de donner une expression du spectre des vagues en fonction du nombre d'onde k et de la fonction de saturation $B(k)$. Ensuite la dépendance en altitude de ce terme doit être paramétrée, ce qui introduit de nouvelles hypothèses et qui a conduit à plusieurs études.

Janssen (1989), Chalikov & Makin (1991), Makin *et al.* (1995) et Hara & Belcher (2002, 2004) supposent que la contrainte induite évolue comme une fonction « Heaviside » (créniaux) dépendante du nombre d'onde k_p du pic du spectre d'énergie du champ de vagues. Makin *et al.* (1995) proposent dans leur première partie que la décroissance de la contrainte induite est en exponentielle $-2kz$ pour une vague de nombre d'onde k . Enfin, Makin & Kudryavtsev (1999) comparent plusieurs schémas de décroissance, dont une décroissance décrite par la théorie de la distorsion rapide en exponentielle $-z/\delta$ où δ est l'épaisseur de la couche interne. Finalement l'évolution retenue pour paramétriser la contrainte induite est le résultat de compilations effectuées par le modèle non-linéaire à deux dimensions avec fermeture du second ordre développé par Mastenbroek *et al.* (1996).

Janssen (1989), Chalikov & Makin (1991) et Makin *et al.* (1995) paramétrisent la contrainte turbulente en utilisant le concept de viscosité turbulente associé au modèle à longueur de mélange (voir 3.1.2.1). Ces paramétrisations permettent de rechercher des dépendances entre les caractéristiques de l'écoulement et de l'état de mer.

Makin & Kudryavtsev (1999) et Hara & Belcher (2002, 2004) utilisent les bilans d'énergie cinétique turbulente et moyenne afin de calculer la contrainte turbulente. La fermeture du système est réalisée en paramétrisant le terme de dissipation visqueuse ϵ . Ces deux modèles introduisent la notion de vitesse de frottement locale qui permet d'exprimer la dissipation visqueuse via la théorie de longueur de mélange et le coefficient d'amplification des vagues.

Enfin, Hara & Belcher (2002, 2004) introduisent le « sheltering wavenumber » k_s qui permet de paramétriser l'effet d'abri introduit par les vagues longues sur la vitesse de frottement locale. Ce modèle permet d'obtenir des expressions analytiques du coefficient de Charnock qui sont en accord avec les observations expérimentales et les paramétrisations empiriques précédentes.

Chapitre 4

Conclusions

Phillips, Miles et Deardoff ont posé les bases théoriques fondamentales des interactions vent-vagues. La théorie de Phillips (1957) permet d'expliquer le phénomène de génération des vagues. Cependant, elle n'est pas apte à décrire le phénomène d'amplification des vagues au delà d'un certain seuil.

La théorie linéaire de Miles (1957, 1959) permet d'estimer de manière simple le taux d'amplification des vagues, mais les résultats obtenus ne sont guère satisfaisants par comparaison aux résultats expérimentaux. De plus, cette théorie n'est pas en mesure de prendre en compte les processus physiques supplémentaires qui interviennent dans le mécanisme d'amplification des vagues par le vent.

La théorie de Deardoff (1967) permet d'obtenir un approche globale des transferts d'énergie du vent aux vagues, mais elle ne peut décrire la structure fine de l'écoulement d'air. Son application est limitée par les nombreuses hypothèses restrictives dont elle découle.

Par ailleurs, l'analyse de vagues fortement cambrées, de vagues déferlantes ou de champs de mer complexes (superposition de houles et de vagues de vent pures) ne peut être correctement évaluée par ces théories. L'étude de ces phénomènes complexes passent notamment par la prise en compte des processus de décollements ou des mécanismes d'abri (sheltering) pouvant se former au dessus de tels champs de vagues. Cette thématique a permis à la théorie de Jeffreys (1924) de revenir sur le devant de la scène après avoir été éclipsée par les théories de Miles et Phillips.

D'autre part, les effets générés par la présence de la sous-couche visqueuse dans la couche limite turbulente au dessus des vagues ont un impact important dans les échanges vent-vagues. Cette thématique a été peu étudiée, que ce soit au niveau théorique, numérique ou expérimental. Elle sera abordée dans le chapitre 8.

La modélisation de la turbulence de l'écoulement d'air est une des clefs de l'étude des interactions vent-vagues. Le développement des techniques numériques a permis de progresser sensiblement dans ce domaine, notamment avec l'évolution des différents schémas de fermeture permettant de résoudre les équations de Reynolds. Ainsi, l'émergence de la théorie de la distorsion rapide semble être en mesure de donner une description détaillée de l'écoulement turbulent au dessus de vagues.

Les modèles à deux dimension permettent de caractériser finement l'écoulement turbulent en utilisant une représentation simplifiée des vagues. Les modèles à une dimension

étudient les transferts d'énergie de manière plus globale en affinant la prise en compte d'un champ de vagues complexes. Ainsi, la diversité des modèles permettent de mener des comparaisons variées entre résultats numériques et expérimentaux.

Cependant, les modèles numériques sont en avance par rapport aux connaissances expérimentales. A l'heure actuelle, une comparaison quantitative entre résultats numériques et expérimentaux est donc délicate. Il est alors difficile de vérifier par l'expérience la validité des différentes théories et hypothèses introduites dans les modèles numériques. Nous présentons dans la partie suivante l'approche expérimentale que nous avons menée pour aborder cette thématique, notamment en ce qui concerne la structure fine de la couche limite turbulente à proximité de l'interface.

Deuxième partie

**Dispositifs expérimentaux et
Traitement des données**

Table des matières

5	Cadre expérimental	29
5.1	La grande soufflerie Air-Eau de Luminy	29
5.2	Conditions expérimentales	29
6	Méthodes de mesures	33
6.1	Les sondes à vagues	33
6.2	Les sondes à fils chauds en X	34
6.3	Mesure des fluctuations de pression statique à partir de la pression totale et de la pression dynamique	36
6.4	Mesure des fluctuations de la pression statique à l'aide de l'antenne de pression statique d'Elliott	38
6.5	Le suiveur à vagues	43
6.6	Le montage « plongeur »	45
6.7	La sonde à décollement	53
7	Traitement des données	55
7.1	Acquisition des données	55
7.2	Etude statistique par analyse spectrale	55
7.2.1	Notation	56
7.2.2	Propriétés	56
7.2.3	Applications	56
7.2.3.1	Détermination de l'amplitude de l'onde fondamentale	56
7.2.3.2	Détermination des transferts aux modes fondamentaux et harmoniques	57
7.3	Etude temps-fréquence par l'analyse en ondelettes	58
7.4	Calcul de la vitesse de propagation des vagues	59
7.5	Moyennes de phase	59

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre 5

Cadre expérimental

5.1 La grande soufflerie Air-Eau de Luminy

Les expériences ont été réalisées dans la grande soufflerie de Luminy (IRPHE - Marseille). Elle est constituée d'une veine fermée de 40m de long, 3.2m de large et 1.6m de hauteur, située au dessus d'un bassin de 40m de long, pour 2.6m de large et 1m de profondeur (Fig 5.1). Le ventilateur permet de générer un écoulement d'air qui peut atteindre 14m/s. Le batteur immergé sous la plage amont, piloté par ordinateur, permet de générer des trains de vagues pour lesquels la fréquence de l'onde dominante peut varier entre 0.7Hz et 2Hz. Un chariot mobile permet de mesurer les différentes caractéristiques de l'état de mer ou de l'écoulement aérien dans chaque section de la soufflerie, permettant ainsi d'étudier les interactions vent-vagues à différents fetchs ¹. Dans la suite de l'étude, nous utiliserons le repère suivant pour décrire les composantes des différents termes que nous allons étudier :

- l'axe \vec{x} est défini par l'axe de la soufflerie soit la direction moyenne de l'écoulement. Il a le même sens que l'écoulement
- l'axe \vec{z} est la verticale ascendante
- l'axe \vec{y} est défini par les deux autres de sorte que le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ soit direct. Il est donc horizontal et transversal à l'axe de la soufflerie.
- L'origine de ce repère correspond au point de mesure, il est donc déterminé par le fetch X , soit pour nous la distance du bec amont au point de mesure et l'altitude z qui correspond à la distance entre le point de mesure et le niveau de la surface au repos. Toutes les mesures étant effectuées au milieu de la veine et en supposant que l'écoulement est en moyenne bi-dimensionnel suivant \vec{x} et \vec{z} , la coordonnée transversale y n'est pas importante.

5.2 Conditions expérimentales

Afin d'étudier les transferts d'énergies vent-vagues pour une gamme d'âges de vagues relativement grande, nous avons utilisé plusieurs techniques de génération de vagues au

¹le *fetch* représente la longueur d'action du vent. En soufflerie, il caractérise la distance entre la plaque de raccordement des écoulements d'air et d'eau (entrée de la veine appelée bec) et la position des instruments de mesure (veine d'essai).

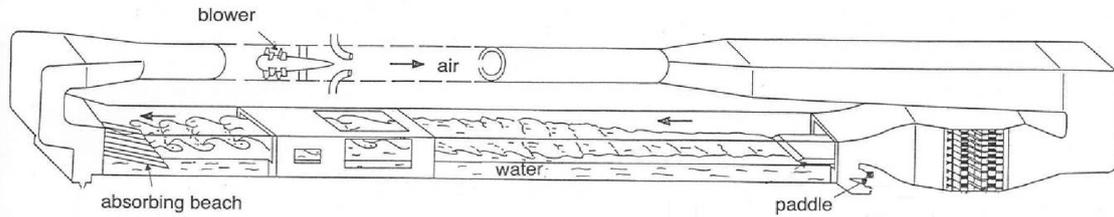


FIG. 5.1 – La Grande Soufflerie Air-Eau de Luminy.

sein de la soufflerie. Trois types de vagues ont été étudiées :

- Les vagues de capillarité-gravité sont générées par le vent à fetch court.
- Les vagues de gravité jeunes sont générées et amplifiées par le vent jusqu'à un fetch long.
- Les vagues de gravité plus vieilles sont une combinaison de vagues de vent pures et de vagues de batteur.

La cambrure et l'âge des vagues évoluent en fonction de la vitesse du vent, du fetch et de la fréquence d'oscillation du batteur.

Dans l'optique d'étudier les différents termes de l'équation bilan de Deardoff (1967) ou de l'équation bilan de l'énergie cinétique turbulente, l'hypothèse d'homogénéité spatiale des écoulements doit être vérifiée. Les travaux de Le Calvé (1991) montrent que la couche limite aérienne dans la grande soufflerie de l'IRPHE est pleinement développée pour des fetchs supérieurs à $25m$. L'hypothèse d'homogénéité est alors respectée.

Ainsi, l'étude des vagues de capillarité-gravité pose problème à fetch court où la condition d'homogénéité n'est plus certaine. Pour palier ce problème, nous avons recouvert le canal d'un tapis à bulles afin de diminuer artificiellement le fetch tout en conservant l'homogénéité spatiale de l'écoulement. L'ajustement du fetch et donc les variations des paramètres du champ de vagues sont obtenus par découpage du tapis à bulles et les mesures sont réalisées à $28m$ de la plaque de raccordement de la soufflerie.

Cependant cette technique comporte deux points faibles. D'une part, nous avons remarqué que le tapis à bulles génère un écoulement turbulent pleinement développé et que l'intensité turbulente créée dépend de la rugosité du tapis à bulles². Ainsi, afin de satisfaire totalement la condition d'homogénéité spatiale, il faudrait avoir une continuité longitudinale de la rugosité au niveau du bec souple³. Nous pensons donc qu'à très faible fetch, l'écoulement peut présenter des gradients longitudinaux locaux. Ces considérations doivent être prises en compte dans l'analyse de nos résultats pour les expériences réalisées à fetch très court.

D'autre part, Garat (1995) a montré que pour des vents supérieurs à $9 m.s^{-1}$, le bec souple se met à osciller et génère des perturbations dans l'écoulement aérien et au niveau de l'interface. Nos expériences avec le tapis à bulles ont donc été réalisées à $7 m.s^{-1}$.

En ce qui concerne la génération des vagues par le batteur, quelques précautions ont été prises. Lors de campagnes précédentes (Garat (1995)), il a été montré que le mouvement

²soit de la taille des bulles

³caractérisé par la fin du tapis à bulles.

du batteur engendre des fluctuations de pression importantes. Ces fluctuations parasites ont le même ordre de grandeur et la même fréquence que celles que nous souhaitons mesurer. Afin d'éviter d'appliquer des corrections hasardeuses à nos mesures, nous avons choisi d'effectuer nos mesures batteur arrêté. Pour ce faire, nous avons généré des cycles alternant batteur en marche et batteur arrêté. Le batteur génère pendant un temps T ⁴ un groupe de vagues qui se propagent dans le canal. Lorsque les premières vagues arrivent au point de mesure, le batteur s'arrête et l'acquisition des fluctuations de pression peut se faire sans contamination. Quand le train de houle a dépassé les sondes, le batteur redémarre, génère un nouveau groupe de vagues et ainsi de suite jusqu'à obtenir une durée d'acquisition satisfaisante.

L'ensemble des cas traités ainsi que leurs caractéristiques sont reportés dans le tableau A.1.

⁴qui dépend de la vitesse des vagues créées.

Chapitre 6

Méthodes de mesures

Cette partie est consacrée à la description des différents moyens techniques mis en oeuvre afin de mener à bien les campagnes de mesures effectuées durant cette thèse.

Le but de ces campagnes expérimentales est d'estimer les contraintes exercées par le vent à la surface de l'eau, en particulier le flux de quantité de mouvement, la traînée de forme et la traînée visqueuse. Cela nécessite de déterminer les composantes de la vitesse du vent, l'élévation de l'interface ainsi que sa pente locale et les fluctuations de pression. Afin d'estimer ces grandeurs, en plus des moyens de mesures classiques (fils chauds en X, sondes à vagues capacitives), nous avons mis en place de nouvelles méthodes. La pression est mesurée à l'aide d'un capteur piézo-électrique directement inséré dans une pastille d'Elliot. Le suivi de l'interface est obtenu grâce à un vérin électromécanique de grande précision, et enfin la mesure du gradient de la vitesse dans la sous-couche visqueuse est réalisée à l'aide d'un dispositif original appelé « plongeur ».

6.1 Les sondes à vagues

Les mesures de l'élévation de l'interface sont réalisées à l'aide de 2 sondes à vagues capacitives.

Réalisation technologique : Les sondes à vagues sont constituées d'un fil capacitif isolé semi-immersé maintenu tendu en position verticale à l'aide d'un support rigide. Ces fils sont composés d'une âme conductrice en nickel gainé de Teflon ayant un diamètre extérieur de 0.3mm . L'utilisation d'une gaine en téflon (matériau non mouillant) permet de limiter les effets capillaires qui se créent entre le fil et l'interface ; ainsi la présence du ménisque joue un rôle négligeable sur la précision des mesures.

Principe de mesure : Plongée dans l'eau, chaque sonde constitue un condensateur dont la capacité varie avec son niveau d'immersion. Ces variations de capacité sont mesurées au moyen d'un montage électronique, comprenant un oscillateur et un démodulateur. Le fil capacitif est inséré dans un circuit oscillant. Une variation de la capacité produit une variation de la fréquence d'oscillation du circuit. Ensuite, à l'aide d'un démodulateur de fréquence, ce signal est converti en une tension de sortie proportionnelle à la variation du niveau de l'interface.

Étalonnage des sondes : La relation de proportionnalité entre la variation du niveau de l'eau et la tension de sortie est vérifiée au moyen de tarages statiques. Avec une eau au repos, on fait varier la position de la sonde par rapport à l'interface, ce qui permet de faire évoluer l'immersion du fil dans l'eau. La tension de sortie E_s de la sonde est alors liée à son déplacement h par la fonction :

$$E_s = f(h) \quad (6.1)$$

On détermine la sensibilité de la sonde par interpolation linéaire de la courbe de tarage [Figure A.1].

Par ailleurs, ces tarages sont effectués avant et après chaque campagne de mesure, permettant ainsi de s'affranchir d'éventuels problèmes de dérive liés :

- aux variations de la constante diélectrique du fil dues à une usure prématurée ou à un dépôt d'impuretés sur le fil.
- aux modifications des caractéristiques du circuit électrique dues aux variations de températures.

Mesures des pentes : Ayant choisi de nous limiter au cas de vagues bi-dimensionnelles, il faut déterminer la pente longitudinale instantanée, afin de calculer les corrélations pression-pente. Pour cela, nous utilisons deux sondes parallèles, distantes de Δx et alignées avec la direction de l'écoulement. La pente est estimée de la manière suivante :

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\eta_1 - \eta_2}{\Delta x} = \frac{\eta_1(i) - \eta_2(i)}{\Delta x} \quad (6.2)$$

De la même manière, nous pouvons déterminer les variations temporelles de l'interface au niveau de chaque sonde :

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial t} = \frac{\eta_1(i+1) - \eta_1(i)}{t(i+1) - t(i)} \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial t} = \frac{\eta_2(i+1) - \eta_2(i)}{t(i+1) - t(i)} \quad (6.4)$$

où i représente l'indice des pas de temps lorsque l'on se place dans le domaine discret. Ainsi, les variations temporelles de l'interface sont fortement liées à la fréquence d'acquisition des signaux. C'est pourquoi, lors d'acquisitions à haute fréquence, il est préférable de sous-échantillonner les signaux des sondes à vagues avant de calculer ces variations temporelles. En effet, la bande des fréquences qui nous intéresse dans l'étude du couplage pression-pente se situant à la fréquence des vagues soit environ entre 0.5 et 5Hz, un échantillonnage à 100 ou 200Hz est largement suffisant pour estimer le terme $\overline{p' \cdot \eta_i}$.

6.2 Les sondes à fils chauds en X

Les composantes de la vitesse de l'écoulement d'air sont déterminées par anémométrie à fils chauds. En présence de vagues se propageant dans la même direction que le vent, l'écoulement moyen de l'air est supposé bi-dimensionnel, dans le plan vertical (x, z) . La composante transversale v de la vitesse est négligée. Nous nous limitons donc à la mesure des composantes (u, w) de la vitesse, celles-ci nous permettant de calculer le module de la

vitesse $\bar{u} = \|\vec{U}\| = \sqrt{u^2 + w^2}$, les fluctuations des composantes verticales et horizontales de la vitesse u' et w' et les composantes du tenseur de Reynolds dans le plan (\vec{x}, \vec{z}) , $u'.w'$, u'^2 et w'^2 . Pour mesurer ces deux composantes, nous utilisons un capteur à fils chauds en X.

Réalisation technologique : Une sonde à fils chauds en X est composée de deux fils en tungstène de longueur $1.25mm$ et de diamètre $\phi = 5\mu m$. Ces deux fils sont fixés à des broches métalliques qui les maintiennent perpendiculaires l'un par rapport à l'autre. Le support de la sonde est placé à l'horizontal dans l'axe de l'écoulement, chaque fil se trouvant incliné à 45° par rapport à un plan horizontal. Les fils chauds sont chauffés au moyen de ponts anémométriques à température constante DISA 55 M01, la surchauffe des fils étant réglée à 80%. Ce coefficient de surchauffe $b = \frac{\theta_c - \theta_a}{\theta_a}$ traduit l'écart de température entre la température θ_c du fil chaud et la température ambiante θ_a de l'écoulement d'air. Plus l'écart est important, meilleure est la sensibilité de la sonde. En général, $b < 0.80$ car des surchauffes plus élevées entraînent une dégradation des fils.

Principe de mesure : Dans un écoulement isotherme, le refroidissement du fil est directement fonction de la vitesse de l'écoulement autour du fil. La puissance électrique envoyée au fil est liée à la puissance calorifique dissipée par le fil dans l'écoulement. L'échange thermique entre le fil et l'écoulement est principalement dû au phénomène de convection forcée.

Ainsi, si l'on s'intéresse à un fil de longueur infinie, la convection forcée est uniquement due à la composante U_N de la vitesse normale au fil; la loi de King (Eq 6.5) permet alors de relier la tension de sortie de l'anémomètre E à la vitesse efficace de refroidissement U_{eff} .

$$E^2 = A + BU_{eff}^2 \quad \text{avec } U_{eff} = U_N \quad (6.5)$$

Cependant, dans le cas d'un fil de longueur finie, les effets de bord et les broches jouent un rôle important dans l'équilibre thermique qui s'établit entre le fil et l'écoulement. Le refroidissement du fil est aussi fonction de la vitesse U_T tangentielle au fil. Afin de prendre en compte ces effets, on définit un facteur de refroidissement k sans dimension dont la valeur est comprise entre 0.05 et 0.3; la vitesse efficace de refroidissement s'écrit alors :

$$U_{eff}^2 = U_N^2 + k^2 \cdot U_T^2 \quad (6.6)$$

Si l'on incline le fil d'un angle φ par rapport à l'écoulement, on obtient la relation suivante :

$$U_{eff}^2 = U \cdot (\cos^2 \varphi + k^2 \cdot \sin^2 \varphi)^{\frac{1}{2}} \quad (6.7)$$

On remarque que l'utilisation d'un seul fil ne permet pas de déterminer le module de la vitesse U et l'angle d'incidence φ de l'écoulement par rapport à la normale au fil. C'est pour cette raison que l'on emploie une sonde comportant deux fils chauds, perpendiculaires l'un par rapport à l'autre, qui permet de déterminer les composantes U_N et U_T du vecteur vitesse.

6.3 Mesure des fluctuations de pression statique à partir de la pression totale et de la pression dynamique

Étalonnage : Les étalonnages des fils chauds sont réalisés dans la grande soufflerie afin de conserver les conditions d'humidité des expériences. Un dispositif mécanique rotatif (Figure A.2) est mis en place au milieu de la veine d'air afin de placer les sondes dans l'écoulement potentiel hors de la couche limite turbulente. Un capteur d'angle permet de relever l'inclinaison de la sonde par rapport à l'horizontale. Ce montage permet de faire varier l'angle d'incidence du vent par rapport à la sonde tout en conservant la vitesse moyenne de l'écoulement à une valeur fixe. Nous réalisons des acquisitions de 30 secondes pour chaque vitesse de vent, en faisant varier l'angle d'incidence de -30 à 30 °. La gamme de vitesse explorée se situe entre 2 et 10 $m.s^{-1}$. Les courbes de tarage sont reportées dans les annexes A.3 et A.4.

Calcul des composantes de la vitesse : A partir des lois de tarage, les coefficients A_i , B_i , n_i et k_i sont connus. On peut écrire pour chaque fil les relations suivantes :

$$U_{eff1}^2 = U.(cos^2\varphi_1 + k_1^2.sin^2\varphi_1)^{\frac{1}{2}} \quad (6.8)$$

$$U_{eff2}^2 = U.(cos^2\varphi_2 + k_2^2.sin^2\varphi_2)^{\frac{1}{2}} \quad (6.9)$$

De plus, connaissant l'angle β entre les deux fils (proche de 90°), on peut relier φ_1 à φ_2 :

$$\varphi_1 + \varphi_2 = \beta \quad (6.10)$$

On obtient alors un système de 3 équations à 3 inconnues (U , φ_1 , φ_2). La résolution de ce système permet de calculer les composantes u et v du vecteur vitesse grâce aux relations suivantes :

$$\begin{aligned} u &= U.sin(\alpha + \varphi_1) \\ w &= U.cos(\alpha + \varphi_1) \end{aligned} \quad (6.11)$$

où α est la valeur de l'angle entre le fil 2 et la verticale.

Un positionnement idéal de la sonde est obtenu si la bissectrice des deux fils chauds est alignée avec la direction de l'écoulement, c'est à dire si l'angle α est égal à 45 °. Cependant, il est difficile de garantir exactement cette condition en expérience, c'est pourquoi sa valeur exacte est calculée en supposant que pour les écoulements étudiés, la composante moyenne de la vitesse verticale est nulle ($\bar{w} = 0$).

6.3 Mesure des fluctuations de pression statique à partir de la pression totale et de la pression dynamique

Pour étudier l'effet du vent sur l'évolution des vagues extrêmes, nous utilisons une méthode de mesure des fluctuations de pression au sein d'un écoulement turbulent, développée par Giovanangeli (1986, 1988). Cette méthode consiste à mesurer la pression statique à partir de la pression totale p_t (délivrée par un capteur TSI inséré dans une antenne de pression totale), et de la pression dynamique $p_d = \frac{1}{2}\rho U^2$ déterminée par anémométrie à fil chaud en X.

La sonde de pression totale (Fig 6.1) fonctionne de la manière suivante. On établit un

écoulement laminaire d'Hélium dans un tube capillaire. L'une des extrémités est maintenue à une pression réservoir constante p_r , et sur l'autre extrémité est placé un fil chaud relié à un anémomètre DISA 56M01 à température constante. Ce fil permet de mesurer la vitesse U_1 de l'écoulement d'Hélium¹. Le débit du gaz est proportionnel à la différence de pression $\Delta p = p_r - p_t$ entre les deux extrémités du tube, soit entre la pression réservoir p_r et la pression totale p_t à mesurer. Ainsi, la tension E délivrée par l'anémomètre est directement liée à la pression totale.

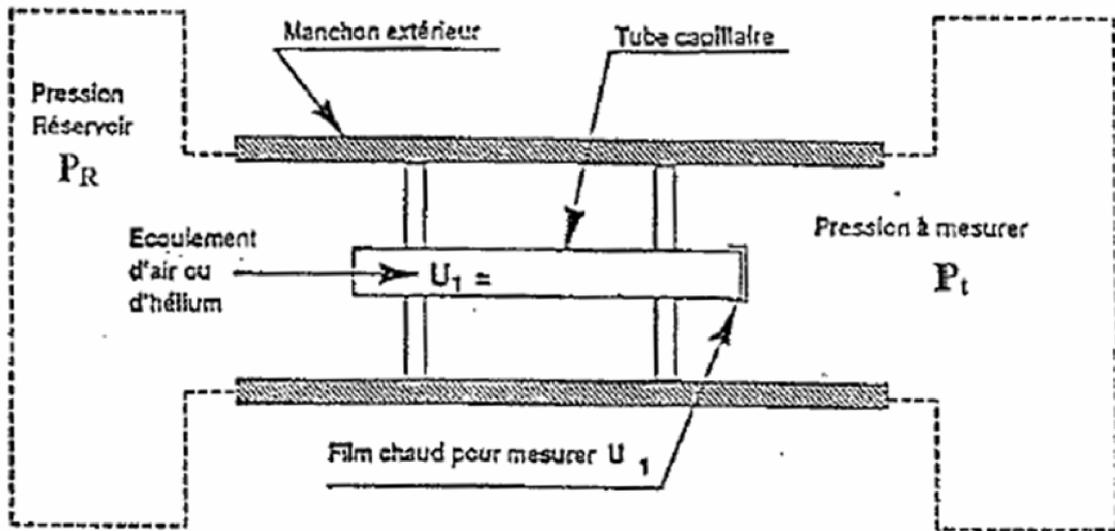


FIG. 6.1 – La sonde de pression totale.

L'étalonnage du capteur est obtenu en maintenant la pression p_t constante (égale à la pression atmosphérique pour un vent nul) et en faisant varier la pression réservoir. La loi de comportement utilisée est de type loi de King :

$$E^2 = A + B(p_r - p_t)^n \quad (6.12)$$

Cependant, les fluctuations de la pression totale p_t' étant faibles, on peut linéariser l'équation 6.12 et ne garder que les parties fluctuantes de ces termes, ce qui conduit à une relation linéaire entre les fluctuations de tension aux bornes du fil et les fluctuations de pression totale.

$$p_t' = -\beta.e' \quad (6.13)$$

Cette approche permet de simplifier la loi de tarage du capteur TSI. Cependant le calcul des fluctuations de la pression statique p_s à partir des fluctuations de la pression totale p_s nécessite un développement plus élaboré. En effet, pour les valeurs instantanées,

$$p_t = p_s + \frac{1}{2}\rho q^2 \quad (6.14)$$

¹l'Hélium permet d'obtenir une sensibilité 10 fois plus importante que l'air.

avec $q^2 = (\bar{u} + u')^2 + w^2$, \bar{u} la vitesse horizontale moyenne et $\bar{w} = 0$.

Si l'on décompose cette équation en parties moyennes ($\bar{p}_i; \bar{u}$) et fluctuantes ($p'_i; u'_i$), on obtient

$$\bar{p}_t + p'_t = \bar{p}_s + p'_s + \frac{1}{2}\rho(\bar{u}^2 + 2\bar{u}.u' + u'^2 + w'^2) \quad (6.15)$$

En soustrayant les parties moyennes à l'équation 6.15, on obtient :

$$p'_s = p'_t - \frac{1}{2}\rho(2\bar{u}.u' + u'^2 + w'^2 - \bar{u}^2 + \bar{w}^2) \quad (6.16)$$

6.4 Mesure des fluctuations de la pression statique à l'aide de l'antenne de pression statique d'Elliott

Dans le cadre de mesures réalisées à proximité immédiate de la surface, la méthode décrite dans le paragraphe 6.3 ne convient plus. En effet dans cette zone, l'intensité turbulente est importante et la présence de décollements est élevée. Dans ces conditions, la mesure de la vitesse instantanée à l'aide des fils chauds n'est pas valable. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser l'antenne de pression d' Elliott (1970, 1972a,b) dans laquelle est inséré un capteur piézométrique Endevco.

La particularité de notre sonde de pression est liée à l'insertion du capteur de pression au plus près de l'orifice en contact avec l'écoulement. Ainsi, l'air compris entre la prise de pression et le capteur a un volume restreint, ce qui permet d'éliminer les problèmes de déphasage et d'atténuation du signal de pression entre la prise de pression et le capteur. Ceci a également permis de minimiser l'erreur sur la mesure de la pression lorsque la sonde est utilisée sur le suiveur à vagues (effet de l'accélération verticale).

Réalisation technologique : Deux étapes sont nécessaires à l'élaboration de notre sonde :

la fabrication de l'antenne de pression puis son raccordement au capteur Endevco.

L'antenne de pression utilisée est celle décrite dans les travaux d' Elliott (1970). A partir des coordonnées géométriques issues de ce rapport, nous avons effectué un travail de conception en accord avec le cahier des charges que nous nous étions fixé. Il aurait été compliqué de réaliser la pastille au tour ou à la fraiseuse du fait de sa petite taille. Nous avons donc choisi de faire fabriquer un moule nous permettant de mouler la sonde. Ceci présente deux avantages :

- la possibilité de fabriquer plusieurs sondes et d'optimiser le produit final.
- l'intégration, directement dans la pastille, du tube creux qui relie la prise de pression statique au capteur Endevco.

La géométrie et un plan de notre sonde sont présentés sur les figures 6.2 et 6.3. Une vue en trois dimensions du moule mâle ainsi qu'une vue globale de la sonde de pression sont représentées sur les figures A.5 et A.6. Nous observons sur le moule deux rainures sur le plan de joint : l'une permet de positionner le tube fin qui relie le capteur à la prise de pression statique, l'autre est le trou de coulée. Les dimensions géométriques de la sonde de pression sont reportées dans le tableau 6.1.

Cette méthode de moulage nous a permis de réaliser plusieurs prototypes de pastilles. Les premiers moulages ont été réalisés en résine époxy non chargé. De nombreuses bulles d'air sont piégées dans le corps de la pastille, créant un état de surface incompatible avec les mesures (Figure A.7(a)). Par la suite, afin de limiter ce

Diamètre de la pastille	4cm
Épaisseur de la pastille	entre 1,85 et 2,1mm
Diamètre de la prise de pression	0,5mm
Diamètre du tube de liaison	$\phi_{int} = 0,5mm$ et $\phi_{ext} = 1,2mm$

TAB. 6.1 – Les dimensions de notre sonde de pression

problème, les moulages ont été réalisés d’une part sous vide d’air (Figure A.7(b)) et d’autre part en ajoutant des charges dans la résine (Figure A.7(c)). Dans la version définitive de notre antenne de pression (Figure A.7(d)), le tube de cuivre, dans lequel est placé le capteur, est directement lié à la pastille par de la colle Araldite.

Le capteur de pression est un capteur piézo-résistif de la marque Endevco, modèle 8507C. Sa sensibilité et sa large bande passante lui permettent de couvrir la plage d’utilisation souhaitée. Ses dimensions ($\phi = 2,3mm$ et $l = 13mm$) permettent de l’intégrer dans le capteur à environ 2,5cm de la prise de pression statique. En mode différentiel, le capteur mesure la différence entre la pression au bout du capteur et la pression au niveau de la prise de référence. Habituellement, la prise de référence est reliée à la pression atmosphérique. Cette jonction est réalisée à l’aide d’un tuyau souple. Lorsque que la sonde est montée sur un support mobile, les mouvements de l’air contenu dans ce tuyau génèrent des fluctuations de la pression au niveau de la prise de référence. Il est alors nécessaire de corriger la pression mesurée comme cela est fait dans les travaux de Snyder *et al.* (1981). Nous avons décidé de boucher l’entrée relative à la pression de référence, et d’utiliser notre capteur comme un capteur de pression absolue. Les fluctuations de pression atmosphérique sont éliminées ensuite en filtrant les données à l’aide d’un filtre passe-haut.

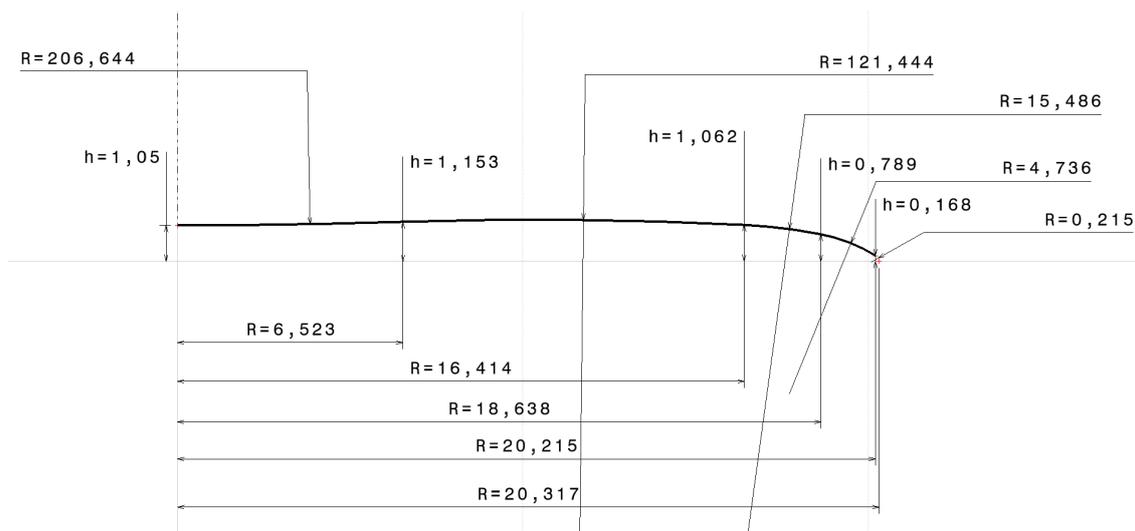


FIG. 6.2 – Les caractéristiques géométriques du profil de la sonde

Principe de mesure : Le but de cette antenne de pression est de mesurer directement la pression statique en s’affranchissant des fluctuations de pression dynamique.

6.4 Mesure des fluctuations de la pression statique à l'aide de l'antenne de pression statique d'Elliott

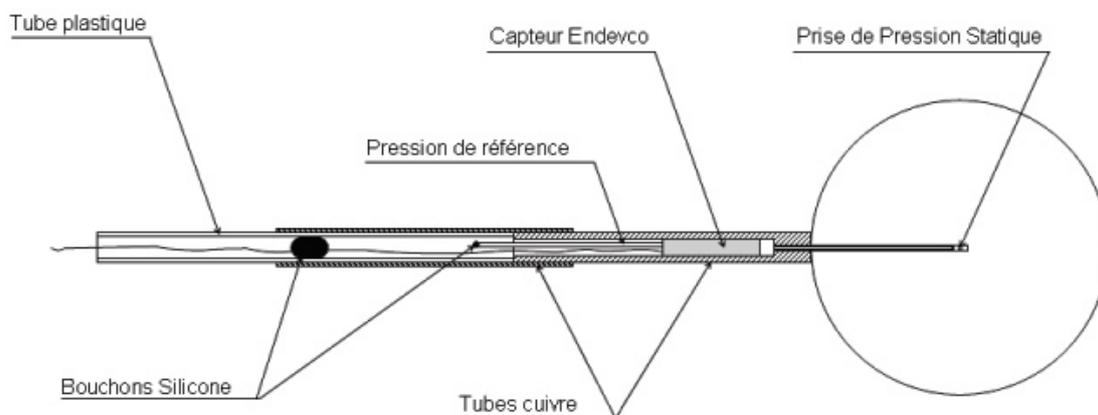


FIG. 6.3 – L'intégration du capteur Endevco au plus près de la pastille

La forme circulaire de la pastille lui permet d'être insensible aux variations des composantes de la vitesse dans le plan de la pastille. De plus, la géométrie de la pastille produit une déflexion des lignes de courant dans un plan normal à la pastille ; la concavité au niveau de la prise de pression permet d'orienter l'écoulement tangent à la surface de la sonde au niveau de la prise de pression. Ces propriétés géométriques particulières permettent, sous certaines conditions, de s'affranchir des effets de la pression dynamique. Elliott (1970) a montré que pour des angles d'incidences φ compris entre $\pm 10^\circ$, l'erreur relative définie par la fonction C_p [Eq 6.17] est inférieure à 1%.

$$C_p = \frac{p_s(\varphi) - p_s(\varphi = 0)}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (6.17)$$

L'évolution de cette fonction C_p , tracée par Dobson *et al.* (1980), est reportée sur le graphe 6.4.

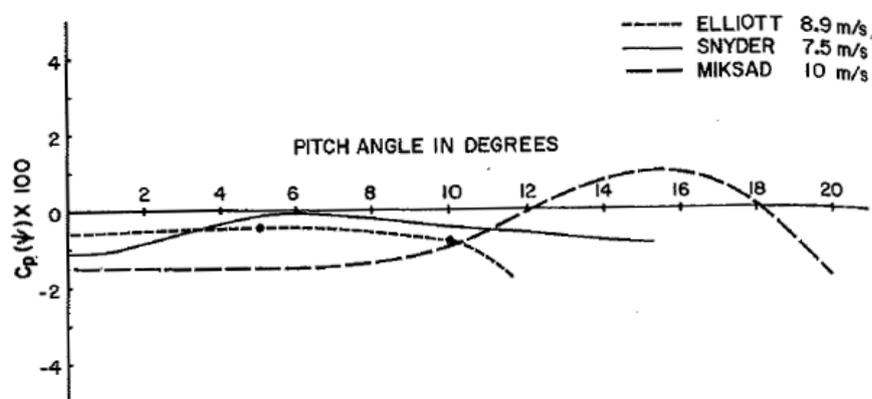


FIG. 6.4 – $C_p(\varphi)$ de trois antennes de pression

Au cours de nos expériences, la pastille est placée verticalement. Dans cette

configuration, seule la composante transversale v de la vitesse peut être à l'origine d'une contamination de la mesure de la pression statique. Nous réalisons des mesures de v pour un cas de vagues de vent pures ², cas pour lesquels le caractère bidimensionnel de l'écoulement est le moins respecté. Cela nous permet de calculer l'angle d'incidence φ entre l'écoulement et la sonde. Sur le graphe A.8 est représentée la variation temporelle de l'angle α entre l'axe de la soufflerie et l'écoulement dans un plan horizontal (que l'on suppose égal à φ) pour un vent de $8m/s$. Cet angle est toujours compris entre $\pm 10^\circ$. Ainsi, dans nos expériences, notre sonde est en mesure de s'affranchir des effets de la pression dynamique.

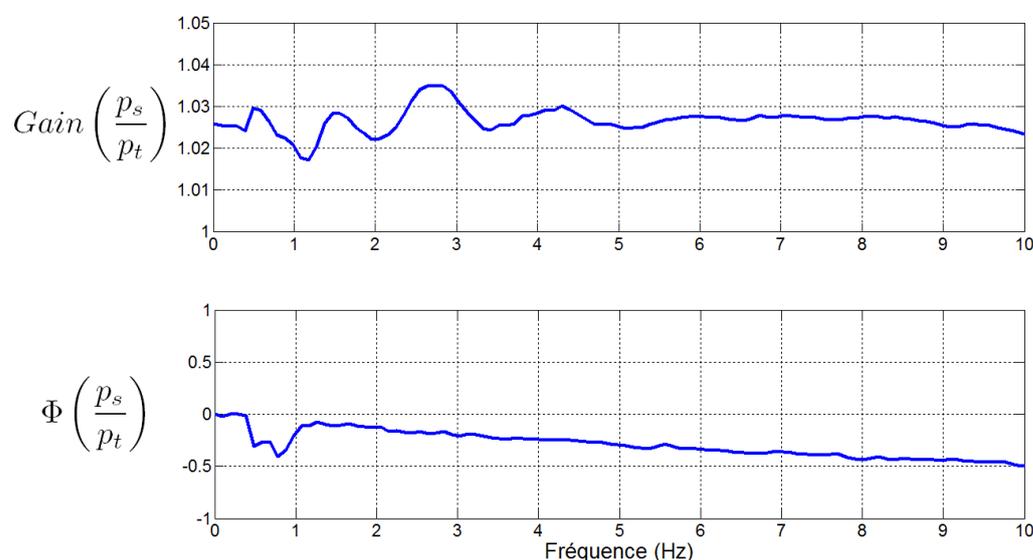


FIG. 6.5 – Fonction de transfert de la pastille : Gain et déphasage en degrés

Étalonnage : Le premier étalonnage consiste à vérifier que l'intégration du capteur dans l'antenne de pression ne génère pas de déphasage ou d'atténuation du signal. Pour cela, on compare les mesures effectuées par un capteur Endevco placé dans une prise de pression totale et un capteur Endevco intégré dans la pastille. Ces deux capteurs sont placés dans un tube hermétique dans lequel des fluctuations de pression sont générées à l'aide d'un haut parleur (Fig A.9). Le capteur de pression placé dans la prise de pression totale est le capteur de référence. A l'aide du haut parleur commandé par un générateur de fréquence, on fait varier la fréquence du signal entre 0.1 et $10Hz$. Les signaux enregistrés par chaque capteur sont relevés simultanément. A partir de ces acquisitions, on détermine la fonction de transfert de la pastille. D'après la figure 6.5, la pastille n'engendre quasiment aucune modification du signal dans la plage de fréquence qui nous intéresse (0.5 à $10Hz$).

²Les vagues de vent pures sont les vagues uniquement générées par le vent sans l'apport du batteur

6.4 Mesure des fluctuations de la pression statique à l'aide de l'antenne de pression statique d'Elliott

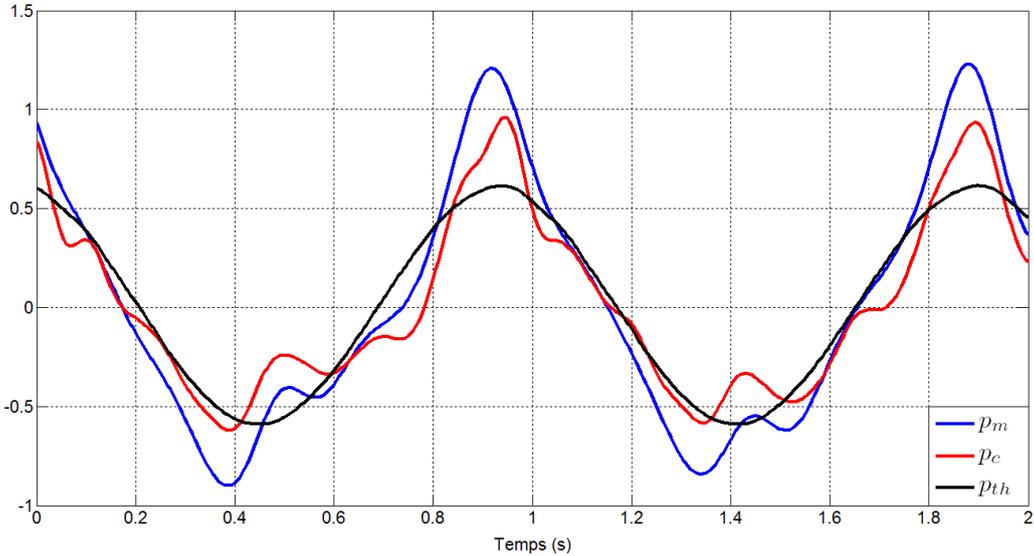


FIG. 6.6 – Comparaison temporelle entre la pression mesurée p_m en bleu, la pression théorique p_{th} en noir et la pression corrigée p_c en rouge

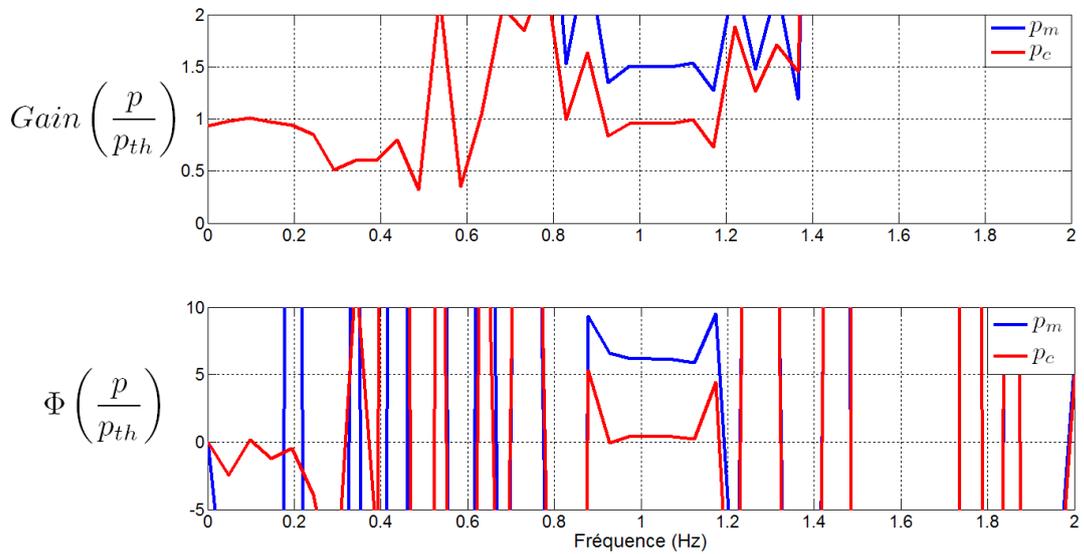


FIG. 6.7 – Fonctions de transfert des pressions mesurée p_m en bleu et corrigée p_c en rouge par rapport à la pression théorique p_{th} : Gain et déphasage en degrés

Nous avons par la suite effectué quelques mesures « test » afin de jauger les performances de notre sonde de pression. Par vent nul, loin de la surface, nous faisons osciller verticalement notre sonde. Ainsi, nous pouvons comparer les variations de pression mesurées par notre capteur aux variations théoriques de la pression hydro-

statique liées aux changements d'altitude, soit $p'_{th} = -\rho_a g z$. Le mouvement que nous imposons est sinusoïdal d'amplitude 10cm à la fréquence 1Hz . Un exemple de ces mesures est reporté figure 6.6. Les fluctuations de pression mesurées p'_m par notre sonde sont reportées en bleu, les variations théoriques p'_{th} en noir. La figure 6.7 représente en bleu la fonction de transfert entre p'_m et p'_{th} . Elle montre que la mesure ne correspond pas aux valeurs théoriques : p'_m est surévaluée et est en avance de phase par rapport à p'_{th} . Nous avons alors pris en compte l'effet de l'accélération verticale de notre sonde pour corriger les variations de pression mesurées. Les fluctuations de pression engendrées par le mouvement sont liées aux effets inertiels de l'air contenu dans les conduits de la sonde. Snyder *et al.* (1981) prennent en compte ces effets en corrigeant la pression mesurée p_m par le terme p_{acc} tel que :

$$p_{acc} = \frac{1}{2}\rho_a h \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \quad (6.18)$$

où h représente la longueur des conduits. La pression corrigée p_c s'écrit alors

$$p_c = p_m - p_{acc} \quad (6.19)$$

Celle-ci est reportée en rouge sur la figure 6.6. La fonction de transfert entre p_c et p_{th} est tracée en rouge sur le graphe 6.7. Le gain et la phase sont alors respectivement voisins de 1 et de 0° à la fréquence du mouvement soit autour de 1Hz . Les différences qui subsistent sur les variations temporelles des pressions théoriques et corrigées peuvent être attribuées aux effets du sillage de la pastille lorsqu'elle se déplace dans le volume d'air au repos.

6.5 Le suiveur à vagues

Afin de positionner les diverses sondes (fils en X et sonde de pression) à une altitude constante prédéterminée au dessus de l'interface air-eau en présence de vagues, nous avons utilisé un vérin électromagnétique de la marque Copley Corp, modèle XTB 3810. Il peut être piloté par un signal analogique qui permet de le connecter directement à la sonde à vagues. D'autre part, un capteur de position est monté sur le vérin ce qui permet de mesurer à chaque instant les déplacements effectifs des sondes. Sa course maximale est d'une vingtaine de centimètres. Plusieurs paramètres d'asservissement peuvent être ajustés (précision, gain, vitesse maximale, filtres, etc ...).

Le principal problème réside dans l'apparition de vibrations des structures supportant le suiveur à vagues. Ce phénomène induit des vibrations des sondes qui génèrent des perturbations sur nos mesures. Pour limiter leur impact, nous avons brider notre système et nous avons diminuer les contraintes d'asservissement que nous nous étions fixées.

Une photographie du montage suiveur à vagues lors des expériences est présentée en annexes (Fig. A.10). Le tube vertical guidé par les roulettes grises est fixé au vérin du suiveur. Ce guide, dont on aperçoit le haubanage, permet de limiter les déplacements dans le plan horizontal. Dans la partie basse du montage, les sondes sont fixées à une tige plus fine qui permet de limiter le sillage du montage au niveau des points de mesures. Enfin, le support des sondes est réalisé le plus court possible afin d'éviter que sa partie avale

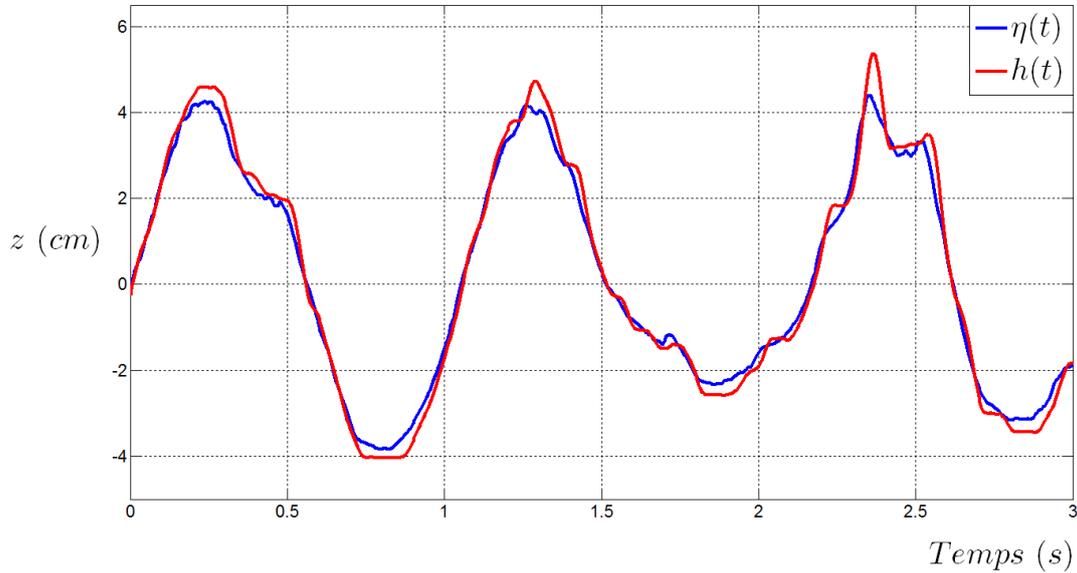


FIG. 6.8 – Réponse temporelle du suiveur pour un cas de vagues de vent

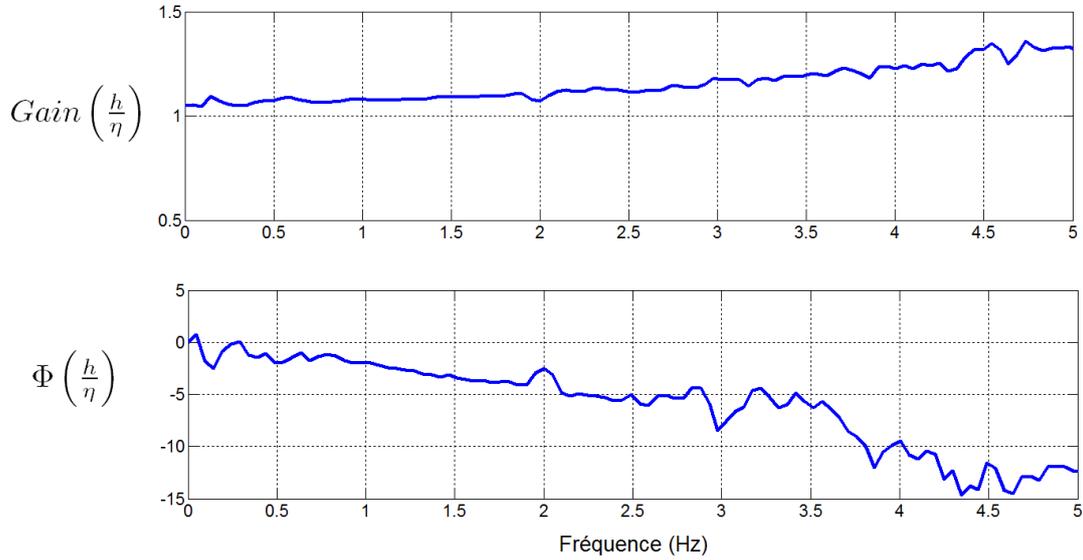


FIG. 6.9 – Fonction de transfert du suiveur : Gain et déphasage en degrés

n'entre en contact avec la surface de l'eau lorsque les sondes sont dans le creux de la vagues.

De nombreux essais ont été réalisés afin de régler les différents paramètres d'asservissement. Sur la figure 6.8, un exemple de réponse du suiveur correspondant au cas U10F10 (vent à 10 m.s^{-1} et une houle à 1 Hz) est représenté. Le déplacement vertical du suiveur au niveau des crêtes et des creux est trop important. Sur le graphe 6.9, la fonction de

transfert du suiveur est tracée. Les dépassements sont représentés par un gain supérieur à 1. Dans la gamme des fréquences qui nous intéresse (1 à 3 Hz), l'erreur de position du suiveur est d'environ 10% alors que le retard en phase augmente avec la fréquence entre -2° et -6° . Cependant, connaissant la position instantanée du suiveur, il est possible de reconstruire les trajectoires idéales associées à l'élévation de la surface.

6.6 Le montage « plongeur »

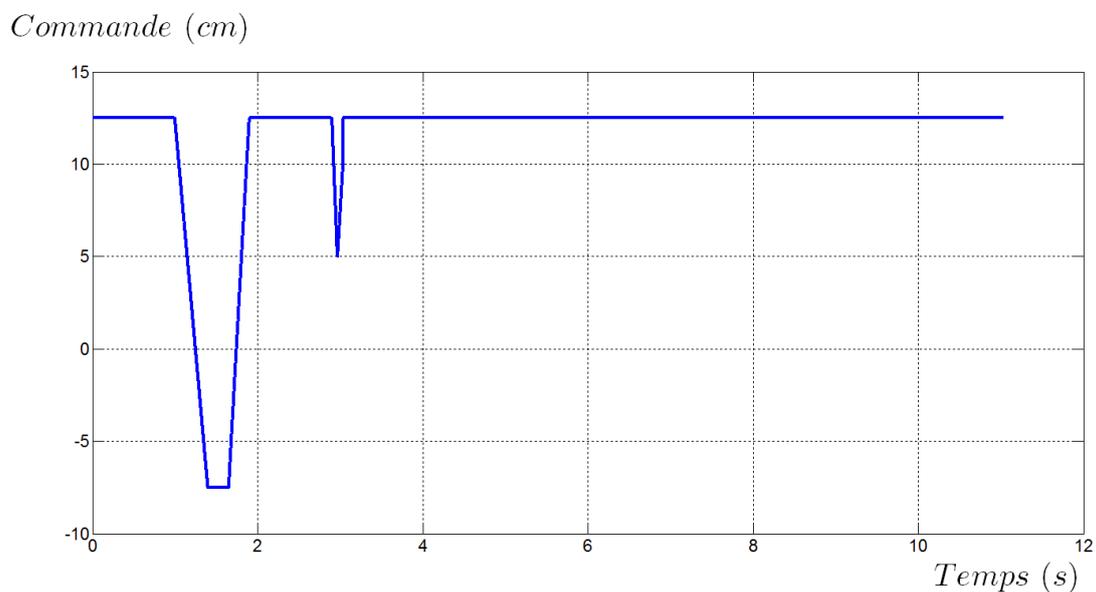


FIG. 6.10 – Signal de commande du plongeur

Cette partie décrit la procédure suivie lors des mesures de la vitesse dans la sous-couche visqueuse de l'air. Le but étant de calculer le gradient vertical de cette vitesse au plus près de la surface, l'utilisation du vérin en suiveur à vagues ne permet pas de suivre la surface avec assez de précision pour réaliser ces mesures. Nous avons donc choisi de réaliser un montage tout à fait original appelé *plongeur* qui permet aux sondes de traverser l'interface air-eau et ainsi de mesurer la vitesse de l'air dans la sous-couche visqueuse.

Principe de fonctionnement : Un capteur de vitesse monté sur le plongeur permet de mesurer la valeur absolue de la vitesse de l'écoulement dans le référentiel lié au capteur. Si l'on connaît exactement la vitesse de plongée, il est alors possible de calculer la vitesse absolue de l'écoulement dans le référentiel lié au laboratoire. Lorsque le capteur touche la surface de l'eau, le signal fourni par la sonde de vitesse sature instantanément ce qui nous permet de connaître exactement l'instant T_0 qui correspond au point d'impact de la sonde avec la surface. A partir de cette information et de la vitesse de plongée, nous pouvons relier le temps et l'espace et déterminer alors la trajectoire parcourue par la sonde avant la plongée. Nous obtenons donc la position de la sonde par rapport à la surface et la vitesse absolue de l'écoulement

pour chaque position ce qui nous permet de tracer le profil des vitesses moyennes au plus près de l'interface et ainsi d'estimer le gradient des vitesses dans cette zone.

Mise en oeuvre de la méthode de mesure : Le montage technologique de cette expérience est le même que pour le suiveur à vagues, seules la commande du vérin et les sondes ont été changées. La sonde de vitesse est un capteur à fil chaud droit ³. Placé horizontal et perpendiculaire à l'axe de la soufflerie, le capteur fournit la valeur absolue de la vitesse de l'écoulement dans le plan (x, z) ⁴. La surchauffe du fil est fixée à 20% car pour des valeurs supérieures, le fil se casse instantanément au contact de l'eau.

Les mouvements du vérin sont commandés par un signal périodique, chaque cycle correspondant à une plongée. Le cycle se décompose en 3 temps (voir figure 6.10) :

1. En position haute à environ 12cm de la surface au repos, le fil sèche suite à la plongée précédente.
2. De la position haute, le fil plonge à la vitesse de 1 m.s^{-1} jusqu'à la position basse à 8 cm sous la surface au repos puis remonté en position haute.
3. En position haute, le fil est secoué dans l'air afin de faire tomber les gouttes d'eau accrochées à la sonde.

Le but de la manipulation est de connaître la vitesse dans le 1^{er} mm au dessus de la surface. Si la vitesse de plongée est assez élevée, la vague peut être supposée figée le temps de traverser la sous-couche visqueuse. Par exemple, pour une onde dominante à 1Hz, celle-ci se déplace à 1.56 m.s^{-1} ; en plongeant à 1 m.s^{-1} , il faut 1ms pour parcourir 1mm verticalement. La vague se sera alors déplacée de 1.56mm ce qui représente un millième de la longueur d'onde. Pour cette raison, nous avons choisi de plonger à 1 m.s^{-1} ; en réalisant une acquisition à 20000Hz, le millimètre situé au dessus de l'interface est défini par 20 points, ce qui représente une discrétisation spatiale de $50\mu\text{m}$.

Les paramètres d'asservissement du vérin ont aussi été modifiés pour cette expérience. Les plongées étant aléatoires vis à vis des ondes de surface, la hauteur du point d'impact varie d'une plongée à l'autre. L'exigence du plongeur est d'avoir une vitesse constante sur la plus grande longueur possible.

Nous avons conservé les sondes à vagues afin de connaître à quelle phase de la vague a lieu l'impact. Nous avons pu ainsi étudier l'évolution de l'écoulement dans la sous-couche visqueuse en fonction de la phase de la vague. Afin d'avoir une représentation détaillée de cet écoulement le long du profil de l'onde, nous avons choisi d'effectuer 100 plongées pour chaque cas vent/vagues étudié.

³de $5\mu\text{m}$ de diamètre

⁴Nous formulons l'hypothèse que la composante transversale v de la vitesse est négligeable

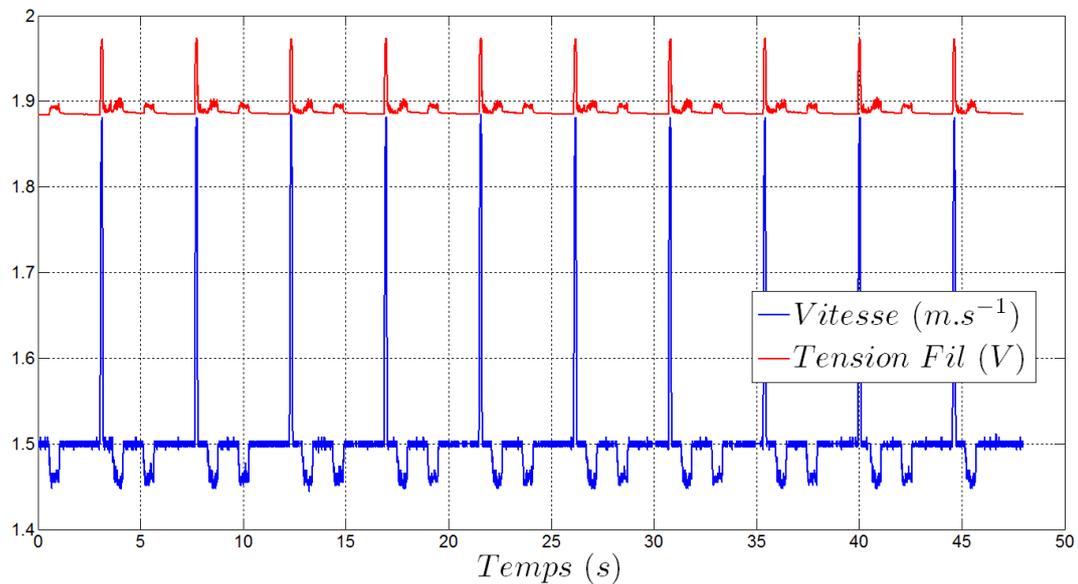


FIG. 6.11 – Cycle complet du tarage d'un fil droit à $V = 1.8m/s$: Bleu = Vitesse de la sonde ; Rouge = Tension aux bornes du fil

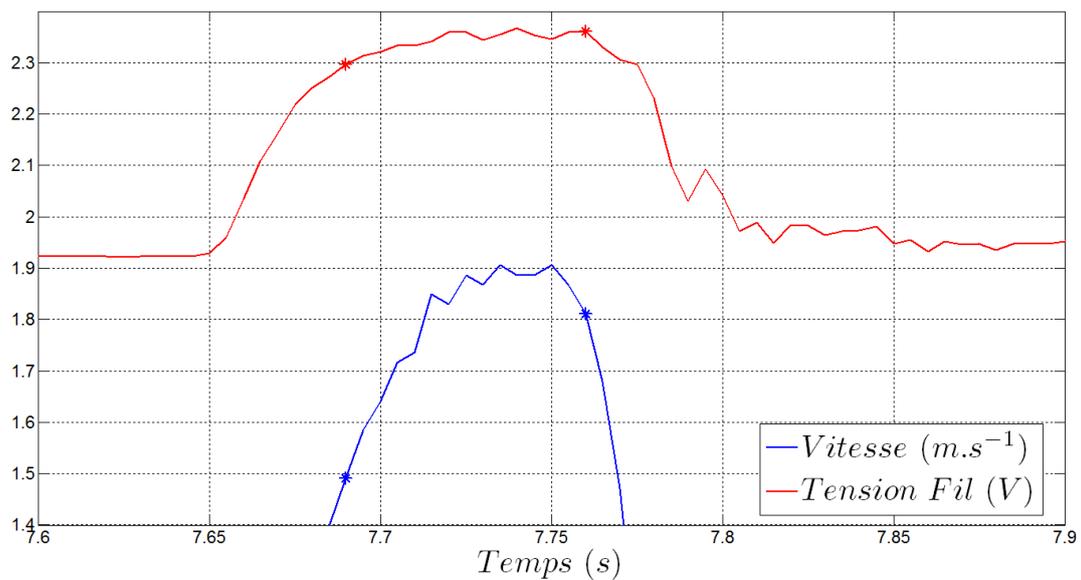


FIG. 6.12 – Zoom sur une plongée lors du tarage d'un fil droit à $V = 1.8m/s$: Bleu = Vitesse de la sonde ; Rouge = Tension aux bornes du fil

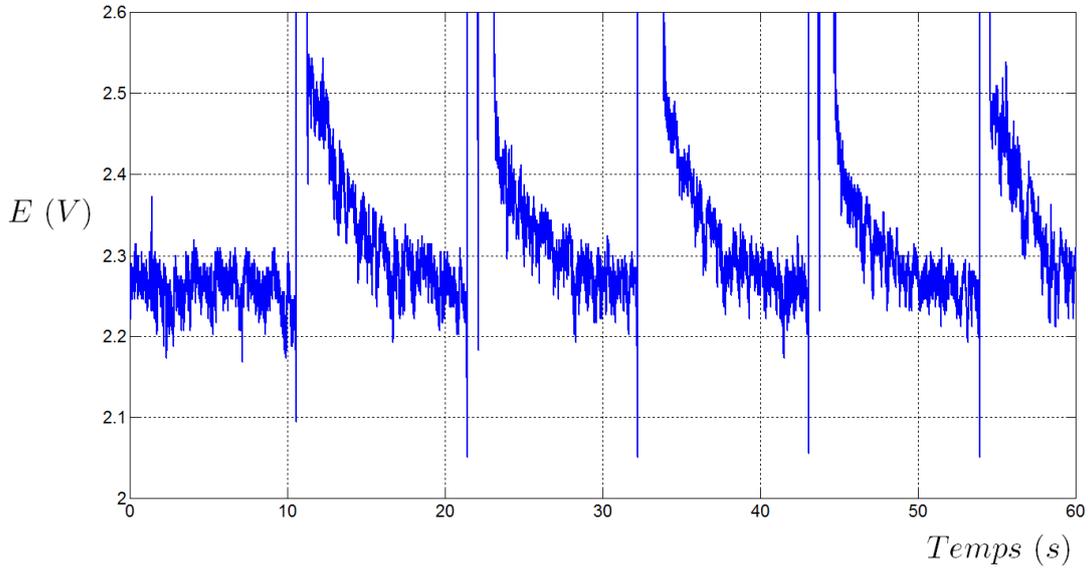


FIG. 6.13 – Evolution de la tension aux bornes du fil aux cours de plusieurs plongées.

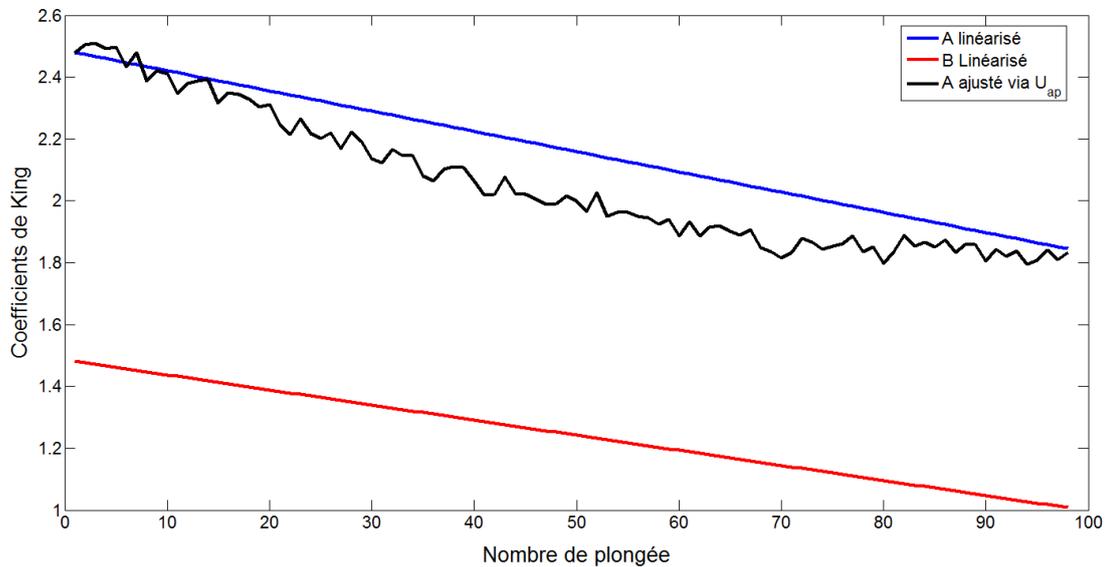


FIG. 6.14 – Evolution des coefficients de King en fonction du nombre de plongées

Étalonnage et traitement des données Une nouvelle technique de tarage est mise en place pour l'étalonnage du fil droit car les vitesses mesurées sont faibles au voisinage de l'interface. Le fil est étalonné à l'aide du montage plongeur ; le fil chaud est positionné au milieu de la veine et oscille à différentes vitesses dans l'air au repos. Nous

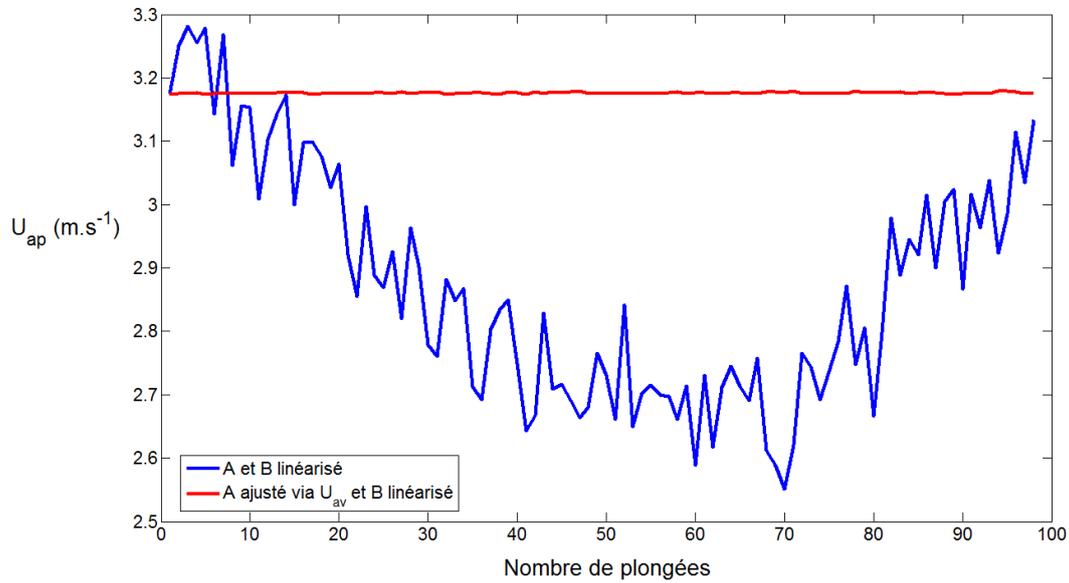


FIG. 6.15 – Evolution de U_{ap} en fonction du nombre de plongées : bleu = A et B linéarisés, rouge = A ajusté par U_{av} et B linéarisé

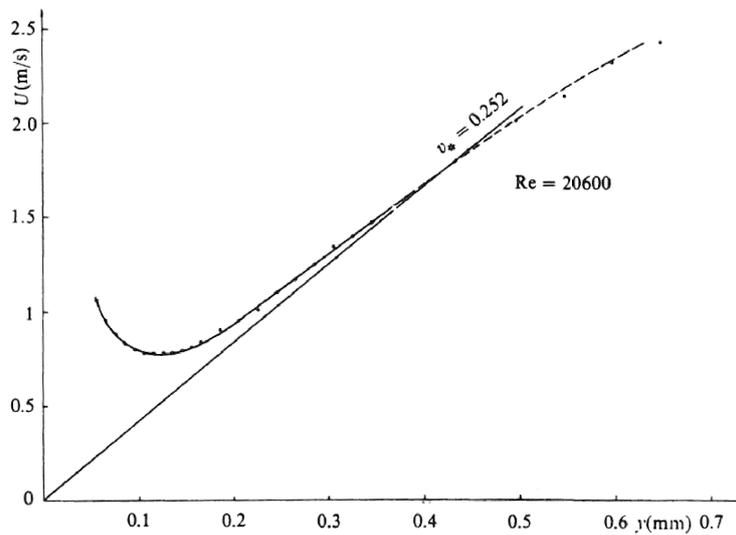


FIG. 6.16 – Effet de la paroi sur la mesure du profil de la vitesse moyenne : mesures statiques

nous sommes limités au tarage du fil dans une gamme de vitesses comprises entre 0.8 et 2 m.s^{-1} . Pour chaque vitesse de plongée, nous avons effectué dix plongées afin d'avoir une bonne estimation de la tension aux bornes du fil en fonction de la vitesse de l'écoulement autour de la sonde. Sur la figure 6.11, un cycle complet de tarage est reporté. Les réponses du fil sur dix plongées sont hautement reproductibles, ce

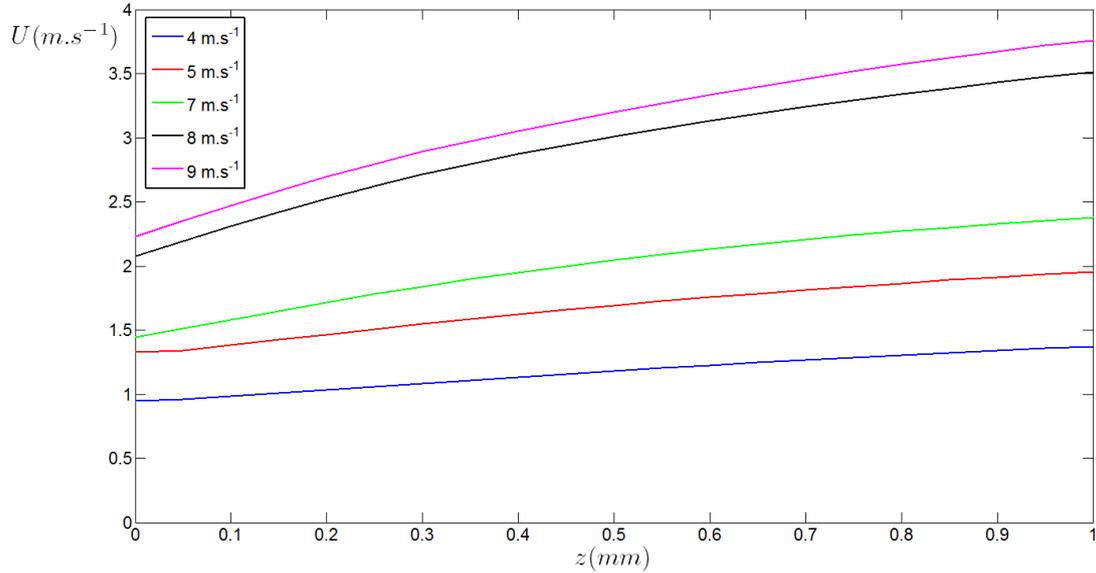


FIG. 6.17 – Profils de la vitesse horizontale moyenne à proximité de l'interface : mesures dynamiques.

qui nous conforte dans le choix de cette technique d'étalonnage. Le graphe 6.12 présente un agrandissement du graphe précédent autour d'une plongée. Les astérisques délimitent la plage des données conservées pour déterminer la loi de comportement du fil droit de type :

$$E^2 = A + B\sqrt{U} \quad (6.20)$$

Par la suite, nous étudions l'effet d'un plongeon du fil dans l'eau. Sur la figure 6.13 est reportée la tension aux bornes du fil au cours de plusieurs plongées successives. Lors du contact du fil avec l'interface, la tension E sature puis décroît lentement jusqu'à retrouver sa tension d'origine. Ce phénomène est pris en compte dans le choix de l'intervalle de temps entre deux plongées successives. La durée choisie est de 10,5 s, ce laps de temps permettant le retour à la tension d'origine du fil (environ 7 s) mais aussi une période (environ 3,5 s) pendant laquelle la tension du fil reste constante. Durant cette période, on peut calculer une tension moyenne du fil avant chaque plongée, ce qui permet de suivre la dérive du fil au cours des plongées.

En annexe A.11, sont tracées les courbes de tarage avant et après une série de cent plongées. Le fil dérive au cours des plongées à travers l'interface, ce représente la difficulté majeure de ce type d'expériences. En effet, au contact de l'eau, le fil a tendance à *cuire*, ce qui produit une modification des paramètres A et B de la loi de King. Plusieurs types de correction de ces coefficients sont testés afin de prendre en compte cette dérive. Un tarage des fils avant et après chaque plongée serait bien trop fastidieux, nous avons choisi de les tarer toutes les 100 plongées soit avant et après l'étude d'un cas de vent/vagues.

Une première approche consiste à linéariser les coefficients A et B entre chaque étalonnage mais cette méthode ne donne pas de résultats satisfaisants. En effet, après

chaque plongée, le capteur est repositionné à la même altitude, la vitesse moyenne U_{ap} à cet endroit doit par conséquent être relativement constante. Ce n'est pas le cas avec la première correction. Nous avons donc choisi de conserver une correction linéaire du coefficient B (qui correspond à la sensibilité du fil) et d'ajuster le coefficient A à partir de la vitesse moyenne U_{ap} mesurée par le fil en position haute (voir figure 6.13).

Les figures 6.14 et 6.15 représentent les évolutions des coefficients de la loi de King et de la vitesse moyenne avant chaque plongeon au cours de l'étude d'un cas pour les deux types de prise en compte de la dérive du fil.

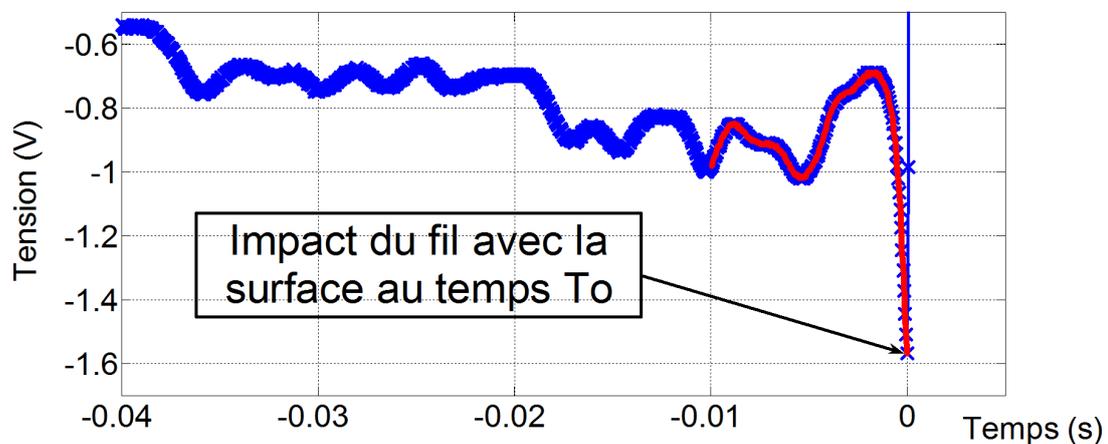


FIG. 6.18 – Tension aux bornes du fil lors d'un plongeon

Par ailleurs, nous avons souhaité suivre les échanges thermiques entre la surface et le fil chaud. Des études montrent que la proximité d'une surface « froide » induit une erreur dans la mesure de la vitesse à proximité de celle-ci. Sur la figure 6.16 extraite de Lomas (1986), le profil de la vitesse moyenne mesurée par un fil chaud droit en position statique est comparée au profil réel au dessus d'une plaque plane. Ce graphe montre que la vitesse mesurée par le fil passe par un minimum puis augmente à mesure que la sonde se rapproche de la plaque car celle-ci absorbe un flux de chaleur au fil chaud.

Dans notre cas, la mesure de la vitesse est réalisée dynamiquement ; ainsi, la question est de savoir si les échanges thermiques entre le fil et la surface ont le temps de s'établir avant que le fil ne plonge dans l'eau. Pour répondre à cette question, nous vérifions que les profils de vitesse moyenne mesurés au cours d'une série de plongees ne passent pas par un minimum. Sur la figure 6.17, sont reportés plusieurs profils calculés à partir des mesures réalisées pour différentes vitesses du vent. Les différents profils atteignent leur minimum lorsque la sonde entre en contact avec la surface, ce qui montre que les échanges thermiques entre la surface et le fil ont un effet négligeable sur les mesures.

Enfin, sur la figure 6.18, un enregistrement de la tension aux bornes du fil chaud au cours d'une plongée par vent non nul est représenté. Le temps de saturation du fil

étant d'environ 50 à 100 μs (soit 1 à 2 points d'échantillonnage), il est assez facile de déterminer l'instant T_0 où le fil entre en contact avec la surface. Cette origine temporelle T_0 est aussi utilisée pour définir l'origine spatiale $z_0 = \eta(T_0)$. Sur cet enregistrement, la sous-couche visqueuse correspond à la zone dans laquelle la turbulence disparaît et la tension aux bornes du fil chute très rapidement.

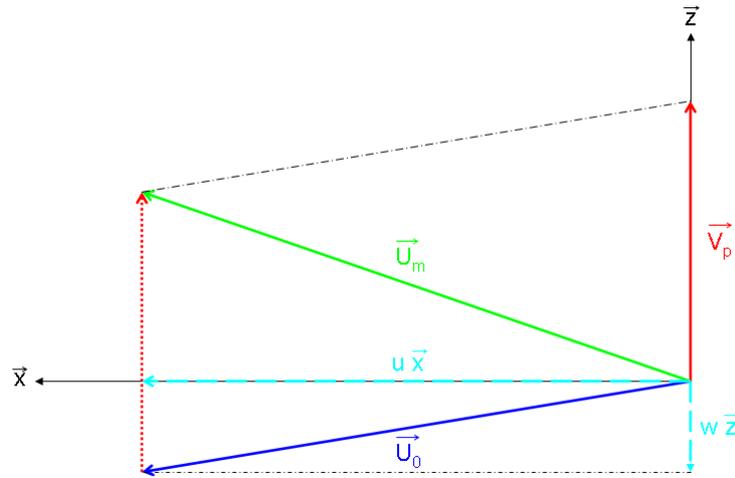


FIG. 6.19 – Composantes des vecteurs vitesses

Ainsi, il est possible de mesurer la vitesse de l'écoulement dans le repère mobile du fil chaud. Un changement de repère permet de calculer la composante horizontale u de la vitesse dans le repère du laboratoire. Le schéma 6.19 permet de visualiser les composantes des vitesses qui entrent en jeu dans ce calcul. Sous l'hypothèse que la composante verticale w du vecteur vitesse U_0 est égale à $\frac{\partial \eta}{\partial z}$, le calcul de u s'effectue de la manière suivante :

$$\left. \begin{aligned} \vec{U}_m &= \vec{U}_0 + \vec{V}_p \\ \vec{U}_0 &= u\vec{x} + w\vec{z} \\ u &= \sqrt{U_m^2 - (w + V_p)^2} \text{ avec } w = \frac{\partial \eta}{\partial z} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} U_0 &= \text{vitesse dans le repère fixe} \\ U_m &= \text{vitesse dans le repère mobile} \\ V_p &= \text{vitesse de plongée} \end{aligned}$$

6.7 La sonde à décollement

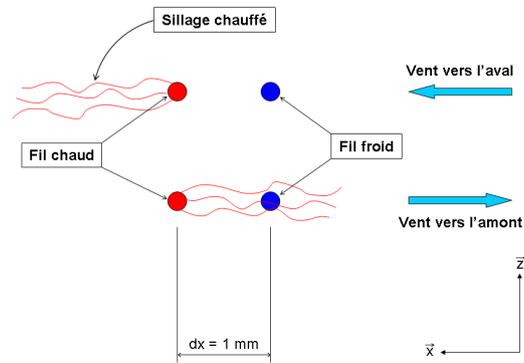


FIG. 6.20 – Principe de fonctionnement de la sonde à décollement

La sonde à décollement, développée par Giovanangeli *et al.* (1999) et Garat (1995), est utilisée pour l'étude des vagues scélérates. Son principe de fonctionnement est le suivant (voir graphe 6.20). Un fil chaud et un fil froid sont séparés de 1 mm dans la direction \vec{x} . Le fil froid est sensible aux fluctuations de température. Dans un écoulement dirigé vers l'aval, le sillage chaud induit par le fil chaud est convecté vers l'aval, le fil froid ne détecte que les fluctuations de températures de l'écoulement amont. Dans le cas d'un décollement, un courant de retour apparaît (Reul *et al.* (1999)); le sillage chauffé est alors dirigé vers l'amont, et donc vers le fil froid qui détecte alors une hausse significative de la température. En général, une forte baisse de la vitesse accompagne le décollement. La présence d'un décollement se caractérise alors par la combinaison d'une fluctuation positive du signal du fil froid et d'une fluctuation négative du signal du fil chaud.

Chapitre 7

Traitement des données

7.1 Acquisition des données

L'acquisition des données est réalisée à l'aide d'une carte d'acquisition National Instrument modèle BNC 2110 couplée à un filtre analogique puis à un ordinateur qui stocke les données sur un disque dur. Conformément au théorème de Nyquist-Shannon, tous les signaux sont filtrés à la fréquence de Nyquist soit la moitié de la fréquence d'acquisition f_e . Ces fréquences d'acquisition varient en fonction des expériences. Comme nous l'avons précédemment évoqué, les mesures effectuées pour l'étude de la tension visqueuse sont acquises à $20000Hz$. En ce qui concerne l'étude des couplages entre l'air et l'eau, les paramètres physiques à mesurer mettent en jeu des échelles de grandeurs très différentes. L'échelle caractéristique des champs de vagues se situe entre 1 et $5Hz$. Mais comme les grandeurs turbulentes des champs de vitesse et de pression nécessitent une étude à haute fréquence, les acquisitions sont réalisées à $200Hz$.

D'autre part, l'étude portant sur la méthode Inertio-Dissipative nécessite des acquisitions à plus haute fréquence, les mesures sont donc réalisées à des fréquences d'acquisition comprises entre 2000 et $10000Hz$. Les temps d'acquisition varient en fonction des études réalisées. Ils sont reportés en détail dans le tableau A.1.

7.2 Etude statistique par analyse spectrale

L'analyse des signaux dans le domaine de Fourier permet de caractériser les propriétés statistiques et fréquentielles des phénomènes aléatoires. Par l'utilisation de la transformée de Fourier rapide (F.F.T), nous obtenons les spectres et spectres croisés qui servent à retrouver les caractéristiques générales des composantes analysées : leur périodicité, leur répartition d'énergie, leur dépendance avec un autre processus...

Pour le calcul de la FFT d'un signal, nous utilisons des fenêtres de Hanning avec un recouvrement de $1/2$. Leur taille varie en fonction de la fréquence d'acquisition du signal et de la discrétisation fréquentielle désirée.

7.2.1 Notation

Les notations utilisées pour exprimer les variables dans le domaine spectral sont les suivantes. Soit x une variable temporelle, sa transformée de Fourier s'écrit S_x .

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-2\pi ift} dt \quad (7.1)$$

Sa densité spectrale d'énergie P_{xx} est définie par

$$P_{xx} = S_x \cdot S_x^* = |S_x|^2 \quad \text{où } S_x^* \text{ représente le conjugué complexe de } S_x \quad (7.2)$$

Les spectres croisés sont définis par le produit des spectres des variables. Soit S_x et S_y les spectres respectifs des fonctions x et y . La densité spectrale croisée de ces fonctions s'écrit P_{xy} et est définie par

$$P_{xy} = S_x \cdot S_y^* = C_{oxy} + iQuad_{xy} \quad (7.3)$$

où C_{oxy} est le cospectre et $Quad_{xy}$ est quadrespectre.

7.2.2 Propriétés

Les propriétés des fonctions de Fourier permettent de relier les grandeurs statistiques des variables à leur représentation dans le domaine spectral. La variance de x et l'intégrale de P_{xx} sont liés par l'équation :

$$var(x) = \overline{x^2} = \int_0^{\infty} P_{xx}(f) df \quad (7.4)$$

La covariance $cov(x, y)$ peut être déterminée à l'aide de l'intégrale du cospectre

$$cov(x, y) = \overline{xy} = \int_0^{\infty} C_{oxy}(f) df \quad (7.5)$$

Cependant, si l'énergie du signal est concentrée dans les basses fréquences, il est utile de passer de la discrétisation fréquentielle linéaire à une discrétisation logarithmique. Cette transformation permet d'améliorer la précision du calcul numérique de l'intégrale. On obtient alors l'égalité suivante :

$$var(x) = \int_0^{\infty} P_{xx}(f) df = \int_0^{\infty} f \cdot P_{xx}(f) d(\ln f) \quad (7.6)$$

Il en est de même pour le calcul de la covariance en fonction des cospectres :

$$\overline{xy} = \int_0^{\infty} C_{oxy}(f) df = \int_0^{\infty} f \cdot C_{oxy}(f) d(\ln f) \quad (7.7)$$

7.2.3 Applications

7.2.3.1 Détermination de l'amplitude de l'onde fondamentale

Un paramètre classique pour décrire le champ de vague $\eta(x, t)$ est la cambrure ak où a et k sont respectivement l'amplitude et le nombre d'onde de la vague dominante. Soit f_0 (ou f ou f_p) la fréquence de cette vague. Si l'on considère que cette onde peut

être modélisée par une sinusoïde, il est possible de relier l'amplitude a à la représentation spectrale de η . En effet, pour une fonction sinusoïdale $s(t)$ d'amplitude S ,

$$var(s) = \frac{S^2}{2} \quad (7.8)$$

En utilisant la propriété décrite par l'équation 7.6, nous calculons l'amplitude a de la manière suivante

$$\frac{a^2}{2} = \int_{f_0/\sqrt{2}}^{f_0\sqrt{2}} P_{\eta\eta}(f) df \quad (7.9)$$

L'avantage de cette méthode est de pouvoir isoler une composante harmonique d'un champ de vagues modélisé par des ondes de Stokes. C'est pourquoi cette technique est particulièrement adaptée à l'étude des vagues de vent pures ¹. En ce qui concerne les champs de vagues générés par le couplage de vagues de batteur et de vagues de vent, les bornes d'intégration doivent être ajustées afin de pouvoir dissocier les deux champs de vagues.

$$\begin{aligned} \overline{p' \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x}} \Big|_{\text{Fondamentale}} &= \int_{f_0/\sqrt{2}}^{f_0\sqrt{2}} C_{o_{p' \frac{\partial \eta}{\partial x}}}(f) df \\ \overline{p' \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x}} \Big|_{1^{\text{ère Harmonique}} &= \int_{f_1/\sqrt{2}}^{f_1\sqrt{2}} C_{o_{p' \frac{\partial \eta}{\partial x}}}(f) df \end{aligned} \quad (7.10)$$

7.2.3.2 Détermination des transferts aux modes fondamentaux et harmoniques

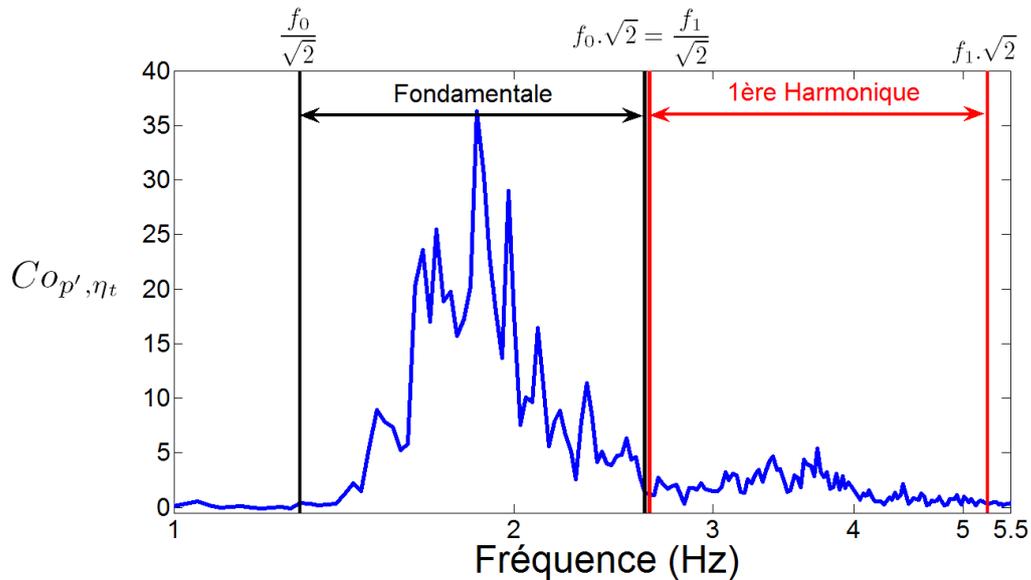


FIG. 7.1 – Cospectre entre p' et η_x , vagues de vent - U9F0

¹vagues uniquement générées par le vent

La méthode décrite précédemment est aussi applicable à l'étude de termes à deux variables. En effet, l'intégration des cospectres entre u' et w' ou entre p' et η_t permet de déterminer la part de ces termes associée à la composante fondamentale ou à la composante harmonique.

7.3 Etude temps-fréquence par l'analyse en ondelettes

L'étude des signaux par l'utilisation des transformées de Fourier donne accès à une représentation statistique et moyennée d'un phénomène, notamment de processus périodiques. Par contre, l'étude de mécanismes intermittents ne peut pas être réalisé par cette méthode d'analyse. Nous avons donc eu recours à l'utilisation de l'analyse en ondelettes en particulier pour l'étude des vagues scélérates.

Cette technique, développée par Grossman et Morlet au début des années 1980, permet une décomposition dite « temps-fréquence » du signal faisant intervenir deux paramètres f et t respectivement liés à la fréquence et au temps. Le temps apparaît explicitement, contrairement à l'analyse de Fourier où seule la fréquence intervient. Les décompositions temps-fréquence font en général appel à l'analyse de Fourier dans un intervalle de temps de longueur donnée, appelé fenêtre d'analyse. Par translation dans le temps de cette fenêtre sur tout le signal, on obtient une décomposition temps-fréquence dont le principal inconvénient réside dans la taille fixe de la fenêtre glissante. Au contraire, le grand avantage de l'analyse en ondelettes est qu'elle ne privilégie aucune échelle particulière et permet l'analyse simultanée de phénomènes de durées différentes. La transformation en ondelettes d'un signal $x(t)$ se définit ainsi

$$W_x(t, f) = \frac{1}{\sqrt{f}} \int_0^\infty x(\tau) \psi_0^* \left(\frac{t - \tau}{f} \right) d\tau \quad (7.11)$$

où $W_x(t, f)$ sont les coefficients d'ondelettes et ψ_0 est l'ondelette mère.

L'ondelette mère doit être d'énergie finie, de moyenne nulle et de carré sommable. Elle permet de construire les coefficients $W_x(t, f)$ par translation et dilatation (ou compression) de la fenêtre d'analyse. Nous avons utilisé l'ondelette de Morlet, qui est un choix classique :

$$\psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} e^{iw_0\eta} e^{-\eta^2/2} \quad (7.12)$$

La transformée en ondelettes $W_x(t, f)$ donne une information directe sur les propriétés temporelles et fréquentielles du signal. Le carré du module de la transformée en ondelettes $|W_x(t, f)|^2$ donne une représentation temps-fréquence de l'énergie du signal. On la représente dans le plan temps-fréquence par une palette de couleurs qui décrit l'intensité de cette énergie. Son intégrale en temps donne le spectre en fréquence. Son intégrale en temps et fréquence donne la variance du signal.

Soient x et y deux signaux temporels, de transformées en ondelettes $W_x(t, f)$ et $W_y(t, f)$, la transformée en ondelettes croisées est :

$$W_{xy}(t, f) = W_x(t, f) \cdot W_y^*(t, f) \quad (7.13)$$

La transformée en ondelettes croisées $W_{xy}(t, f)$ permet de déterminer localement les interactions entre les signaux x et y . On la représente à l'aide de son module $|W_{xy}(t, f)|$ dans le plan (t, f) .

Nous nous sommes appuyés sur les travaux Torrence & Compo (1998) et Cuxart *et al.* (2002) pour comprendre et utiliser cet outil. Nous avons traité nos signaux grâce aux programmes développés par Grinsted *et al.* (2004).

7.4 Calcul de la vitesse de propagation des vagues

La relation de dispersion linéaire des ondes de gravité $\omega^2 = gk$ permet de relier l'espace au temps où ω est la pulsation, k est le nombre d'onde qu'on relie à la longueur d'onde λ par :

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad (7.14)$$

Ainsi à partir de la fréquence f de l'onde dominante, il est possible de calculer la vitesse théorique de propagation² C_φ et le nombre d'onde k_{th} de cette vague. Cependant cette relation de dispersion ne tient pas compte du courant de dérive qui augmente la vitesse réelle des vagues par effet Doppler ou par le caractère non-linéaire de l'onde. Il est donc plus correct de mesurer directement la vitesse des vagues C_{reel} et d'en déduire ainsi le nombre d'onde k via la relation

$$k = \frac{2\pi f}{C_{reel}} \quad (7.15)$$

Nous calculons cette vitesse de phase à l'aide des signaux η_1 et η_2 des deux sondes espacées de $\Delta x = 2.2cm$. Nous pouvons calculer la fonction de corrélation croisée Γ_{xy} (ou d'inter-corrélation) qui mesure la similarité entre deux signaux. Dans notre cas, elle s'écrit

$$\Gamma_{\eta_1\eta_2}(\tau) = \int_0^\infty \eta_1(t)\eta_2(t-\tau) dt \quad (7.16)$$

Le déphasage temporel entre les deux signaux correspond à la valeur τ_{max} pour laquelle la fonction d'inter-corrélation est maximale. La vitesse de propagation de l'onde dominante est alors donnée par

$$C_{reel} = \frac{\Delta x}{\tau_{max}} \quad (7.17)$$

De plus, à partir de la vitesse de phase théorique C_φ calculée à partir de f et de la relation de dispersion

$$C_\varphi = \frac{g}{2\pi f} \quad (7.18)$$

nous pouvons obtenir une estimation du courant de dérive C_c avec

$$C_c = C_{reel} - C_\varphi \quad (7.19)$$

7.5 Moyennes de phase

L'étude des échanges air-eau au sein d'un écoulement aérien au dessus de vagues nécessite d'étudier la structure de cet écoulement au travers de ses propriétés statistiques.

Une grandeur quelconque q , fonction du temps, associée au mouvement de l'air se

²ou vitesse de phase

décompose alors en une grandeur moyenne \bar{q} et une grandeur fluctuante q' associée à l'agitation turbulente qui règne au sein de l'écoulement $q = \bar{q} + q'$. La valeur moyenne \bar{q} est définie par

$$\bar{q} = \frac{1}{T} \int_0^T q(t) dt \quad (7.20)$$

L'étude des mouvements oscillatoires induits par les mouvements de l'interface air-mer conduit à rechercher, dans les fluctuations des variables de l'écoulement, une partie périodique liée aux mouvements des vagues. Il est alors utile de décomposer la composante fluctuante q' en partie induite par les mouvements de l'interface \tilde{q} et en partie turbulente q'' . La variable q se décompose alors de deux manières différentes :

$$q = \bar{q} + q' = \bar{q} + \tilde{q} + q'' \quad (7.21)$$

L'étude des couplages linéaires ne nécessite pas forcément la détermination précise de \tilde{q} , la connaissance des propriétés statistiques de \tilde{q} est suffisante. Si l'on suppose que \tilde{q} est une fonction périodique de période τ , la séparation de \tilde{q} de la grandeur globale peut se faire grâce à l'opération des moyennes de phase que l'on note $\langle q \rangle$.

$$\langle q(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N q(t + n\tau) \quad (7.22)$$

puis

$$\tilde{q} = \langle q \rangle - \bar{q} \quad (7.23)$$

et

$$q'' = q - \langle q \rangle = q - \bar{q} - \tilde{q} \quad (7.24)$$

A partir des définitions précédentes, plusieurs propriétés intéressantes peuvent avoir leur importance :

$$\begin{array}{lll} \langle q'' \rangle = 0 & \text{(a)} & \bar{\tilde{q}} = 0 & \text{(b)} & \overline{q''} = 0 & \text{(c)} \\ \langle \tilde{f} \rangle = \bar{f} & \text{(d)} & \overline{\langle q \rangle} = \bar{q} & \text{(e)} & \overline{\tilde{q}q''} = \langle qq'' \rangle = 0 & \text{(f)} \end{array} \quad (7.25)$$

Les propriétés (b) et (c) signifient que les parties turbulentes et induites sont à moyenne nulle, la propriété (f) signifie que le mouvement turbulent et le mouvement induit par les vagues ne sont pas corrélés (cette propriété ne concerne que les corrélations à l'ordre 2 et ne s'étend pas forcément aux corrélations d'ordres supérieurs).

Nous présentons maintenant en détail le calcul des différentes grandeurs aléatoires dans le domaine discret.

La grandeur q périodique à la période τ est décomposée en N_i fonctions q_i . La décomposition s'effectue à partir du signal de la sonde à vagues $\eta(t)$. Le découpage de η se fait entre chaque *up-crossing* auquel on associe l'instant T_{up}^i . On obtient alors N_i vagues η_i isolées auxquelles on associe une période T_i définie par le temps écoulé entre les deux upcrossing qui définissent η_i . On obtient les relations suivantes :

$$T_i = T_{up}^{i+1} - T_{up}^i \quad (7.26)$$

$$\eta_i(\theta) = \eta(t - T_{up}^i) \quad \text{avec } t \in [T_{up}^i; T_{up}^{i+1}] \text{ et } \theta \in [0; T_i] \quad (7.27)$$

$$q_i(\theta) = q(t - T_{up}^i) \quad \text{avec } t \in [T_{up}^i; T_{up}^{i+1}] \text{ et } \theta \in [0; T_i] \quad (7.28)$$

Nous sélectionnons ensuite les vagues qui présentent une géométrie temporelle proche des caractéristiques statistiques du champ de vagues en posant un critère sur la période ($T_i \in [\tau \pm 10\%]$). Grâce à ce critère, nous ne conservons que les phénomènes dont l'échelle fréquentielle est proche de la fréquence du pic de $P_{\eta\eta}$. Nous réalisons un échantillonnage en phase en définissant ϕ tel que :

$$\phi = 360 \frac{\theta}{T_i} \quad (7.29)$$

En utilisant une notation indicielle, l'axe des phases est discrétisé en N_j segments. On obtient alors, pour chaque variable q , un ensemble de valeurs q_{ij} où i indice le numéro de vagues et j indice la phase ϕ_j avec $i = 1, \dots, N_i$ et $j = 1, \dots, N_j$. La moyenne de phase s'écrit alors :

$$\langle q_j \rangle = \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} q_{ij} \quad (7.30)$$

La moyenne sur une longueur d'onde³ est alors donnée par

$$\langle \bar{q} \rangle = \bar{q} = \frac{1}{N_j} \sum_{j=1}^{N_j} q_j \quad (7.31)$$

La partie induite à la phase j s'écrit

$$\tilde{q}_j = \langle q_j \rangle - \bar{q} \quad (7.32)$$

La partie turbulente de q se définit alors par la différence entre chaque observation et la moyenne de phase :

$$q''_{ij} = q_{ij} - \langle q_j \rangle \quad (7.33)$$

Le produit de 2 termes induits \tilde{p} et \tilde{q} peut se calculer directement alors que le produit de termes turbulents doit s'effectuer avant sommation des N_i cas

$$\langle p'' \cdot q'' \rangle_j = \langle p'' \cdot q'' \rangle_j = \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} p''_{ij} \cdot q''_{ij} \quad (7.34)$$

Pour la suite de l'étude, lorsqu'il n'y a pas d'ambiguïté, chaque terme s'écrit sans l'indice de phase j .

$$\langle q(\phi) \rangle = \langle q(\phi_j) \rangle = \langle q_j \rangle = \langle q \rangle \quad (7.35)$$

³que nous supposons égale à la moyenne temporelle

Troisième partie

Résultats

Table des matières

8	Étude de la tension visqueuse	67
8.1	Notations et définitions	67
8.2	Etude du profil de la vitesse horizontale	70
8.3	Modulations de la structure de l'écoulement le long du profil moyen de la vague	73
8.4	Structure de l'écoulement dans la sous-couche visqueuse	76
8.5	Influence de la cambrure et de la vitesse du vent	77
9	Etude comparative de la mesure des flux de quantité de mouvement dans un repère fixe et dans un repère mobile	81
9.1	Analyse des mesures réalisées dans un repère fixe	81
9.2	Écriture du bilan du flux de quantité de mouvement dans un repère curviligne	83
9.3	Résultats des mesures réalisées dans le repère mobile	86
9.3.1	Etude des couplages entre la couche limite turbulente et l'interface .	86
9.3.2	Evolution des grandeurs moyennes en fonction de l'altitude	90
9.3.3	Comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques	92
9.4	Conclusions	94
10	Analyse critique de la méthode Inertio-Dissipative en présence d'ondes de surface	97
10.1	La méthode Inertio-Dissipative	97
10.2	L'équation bilan de l'énergie cinétique de la turbulence	97
10.3	Limites de la méthode Inertio-Dissipative en présence de vagues	100
10.4	La diffusion de la turbulence	103
10.5	La paramétrisation de la dissipation visqueuse	105
10.6	Les interactions entre les fluctuations turbulentes et les fluctuations induites	107
10.7	Bilan de l'énergie cinétique de la turbulence écrit dans un repère curviligne	109
10.8	Estimation expérimentale du bilan de l'énergie cinétique de la turbulence à partir des mesures réalisées sur le suiveur à vagues	121
10.8.1	La dissipation visqueuse à l'échelle des mouvements induits	121
10.8.2	Les termes de production	122

TABLE DES MATIÈRES

10.8.3	Les termes de diffusion	123
10.8.4	Les termes supplémentaires dus du changement de repère	123
10.8.5	Comparaison des termes du bilan de l'énergie cinétique de la turbulence	126
10.9	Conclusions	128
11	L'effet du vent sur les vagues scélérates	129

Chapitre 8

Étude de la tension visqueuse

Dans ce chapitre, nous exposons les résultats acquis à partir des mesures effectuées dans la sous-couche visqueuse. Devant le grand nombre de mesures réalisées et de cas étudiés, nous présentons dans un premier temps quelques exemples caractéristiques des résultats que nous avons observés. Cette démarche permet de mettre en évidence la structure de l'écoulement dans la proche proximité de l'interface.

Par la suite, nous présentons des études comparatives permettant d'étudier l'effet des caractéristiques du champ de vagues ou de l'écoulement. Enfin, nous étudions l'évolution des caractéristiques de la sous-couche visqueuse en fonction de paramètres adimensionnels tels que la cambrure et la vitesse de l'écoulement à $10m$.

8.1 Notations et définitions

Nous définissons ici les notations et les méthodes de calculs des termes que nous étudions dans ce chapitre. La méthode mise en place pour mesurer les propriétés physiques de l'écoulement dans la sous-couche visqueuse nécessite l'utilisation de nouveaux outils mathématiques.

Tout d'abord, définissons les paramètres qui nous permettent de décrire les hauteurs verticales. Soit z la distance entre le point de mesure et la surface au repos. Nous pouvons alors définir la coordonnée curviligne ξ telle que :

$$\xi = z - \eta \quad (8.1)$$

Sachant que l'on définit l'origine du temps et de l'espace par l'instant T_0 où le fil entre en contact avec la surface,

$$\text{à } t = T_0, \quad z(T_0) = z_0 = \eta(T_0) \quad \text{d'où} \quad \xi(T_0) = \xi_0 = 0 \quad (8.2)$$

De plus, sachant que la vitesse de plongée V_p est égale à 1 m.s^{-1} , nous pouvons relier les coordonnées verticales au temps :

$$z - z_0 = V_p(T_0 - t) \quad \text{et} \quad \xi = V_p(T_0 - t) \quad (8.3)$$

Ce changement de variable permet de construire un axe vertical lié aux mouvements de l'interface. Ainsi, pour chaque plongée, nous sommes en mesure d'exprimer la composante

horizontale de la vitesse instantanée u_i dans un même repère curviligne.

Remarque : Notons que le changement de variable n'affecte pas le calcul du gradient vertical :

$$\frac{\partial u_i}{\partial z} = \frac{\partial u_i}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial z} = \frac{\partial u_i}{\partial \xi} \frac{\partial(z - \eta)}{\partial z} = \frac{\partial u_i}{\partial \xi} \quad (8.4)$$

Le repère spatial étant défini, il est maintenant nécessaire d'exprimer les valeurs moyennes de la vitesse à chaque altitude. L'utilisation classique de l'opérateur de la moyenne temporelle n'étant pas possible dans notre cas, nous définissons la vitesse moyenne U à la côte ξ en réalisant une moyenne indicielle sur l'ensemble des vitesses instantanées mesurées au cours des N_p plongées :

$$U(\xi) = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} u_i(\xi) \quad \text{avec } N_p = \text{Nombre de plongées} \quad (8.5)$$

Nous pouvons maintenant calculer la tension visqueuse estimée à l'altitude ξ :

$$\tau_\nu^\xi = \mu \frac{\partial U(\xi)}{\partial \xi} = \frac{\mu}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \frac{\partial u_i(\xi)}{\partial \xi} \quad (8.6)$$

Nous utiliserons la simplification suivante pour exprimer la tension visqueuse au niveau de la surface :

$$\tau_\nu^{\xi=0} = \tau_\nu^{z=\eta} = \tau_\nu \quad (8.7)$$

De la même manière,

$$U(\xi = 0) = U(z = \eta) = U_\eta \quad (8.8)$$

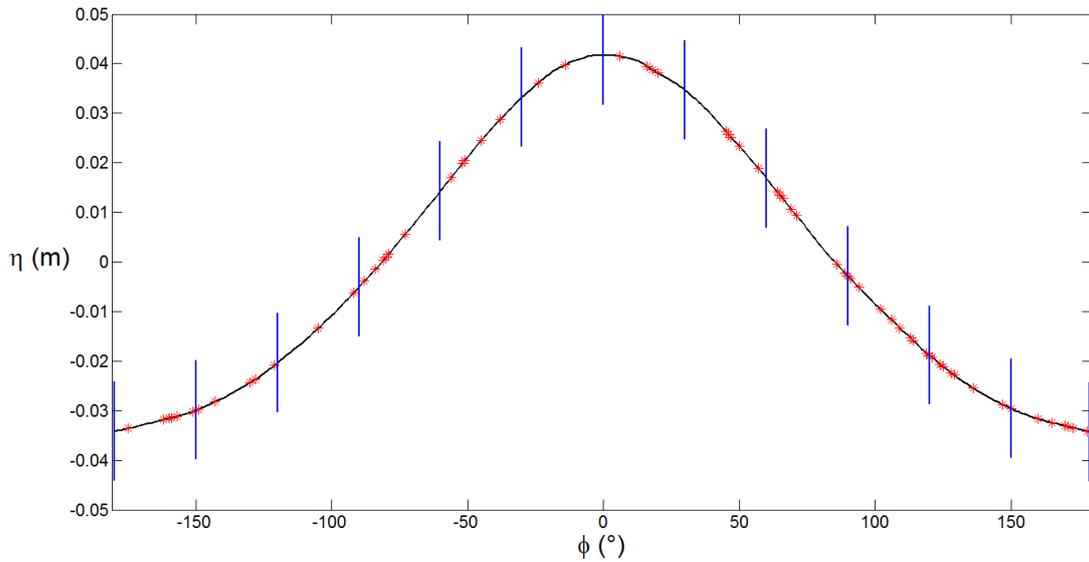


FIG. 8.1 – Répartition des points d'impact et découpage du profil moyen de la vague.

D'autre part, nous souhaitons étudier l'évolution des contraintes de cisaillement le long du profil moyen de la vague. Nous utilisons une procédure de moyennage de phase adaptée à notre technique de mesure. Pour chaque plongée, nous relevons l'évolution de η autour du point d'impact entre deux creux successifs.

Nous utilisons ensuite la procédure classique de moyennage de phase ¹ sur l'ensemble de ces données afin de définir le profil moyen de l'onde dominante du champ de mer que l'on notera $\tilde{\eta}$. Nous calculons, pour chaque plongeon indicé par i , la phase ϕ_i à laquelle a lieu l'impact du fil avec la surface :

$$\phi_i = 360 \cdot \frac{T_0^i - T_{creux}^i}{T} - 180 \quad (8.9)$$

avec T_0^i l'instant du i^e impact du fil avec la surface, T_{creux}^i l'instant où la sonde à vagues mesure le creux de la vague avant l'impact et T la période de l'onde dominante. Nous sommes alors capables de reporter la répartition des points d'impact sur $\tilde{\eta}$. Sur la figure 8.1 est reporté un exemple de cette répartition sur $\tilde{\eta}$ (croix rouge). Nous remarquons que bien que cette répartition étant aléatoire, l'ensemble des plongées permet une exploration satisfaisante de $\tilde{\eta}$.

Pour avoir des profils de vitesse moyens pour des phases equiréparties le long de $\tilde{\eta}$, nous avons donc choisi de découper arbitrairement l'axe des phases en N intervalles de taille constante et égale à $\frac{360}{N}$ degrés. Le k^e intervalle est $[360 \cdot \frac{k-1}{N}, 360 \cdot \frac{k}{N}]$. Nous calculons alors pour chaque intervalle k un profil moyen $U(\phi_k, \xi)$:

$$U(\phi_k, \xi) = \frac{1}{N_k} \sum_{j=1}^{N_k} u_j(\xi) \quad (8.10)$$

où N_k est le nombre d'impacts qui appartiennent à l'intervalle k centré autour de la phase ϕ_k . Un exemple de la représentation obtenue par cette méthode est reporté sur la figure 8.2. On peut noter le lien entre le profil moyenné sur tous les plongeurs et les profils moyennés en phase par :

$$U(\xi) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N U(\phi_k, \xi) \quad (8.11)$$

En utilisant cette écriture, on définit la tension visqueuse locale :

$$\tau_\nu^{\phi, \xi} = \tau_\nu^{\phi_k, \xi} = \tau_\nu(\phi_k, \xi) = \mu \frac{\partial U(\phi_k, \xi)}{\partial \xi} \quad (8.12)$$

Pour le cas où ξ est nul, on utilise la notation suivante :

$$\tau_\nu^{\phi, \eta} = \tau_\nu(\phi, \xi = 0) = \tau_\nu(\phi, z = \eta) \quad (8.13)$$

qu'on peut relier à la tension visqueuse totale

$$\tau_\nu = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tau_\nu^{\phi_k, \eta} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tau_\nu(\phi_k, \eta) \quad (8.14)$$

¹Nous avons choisi dans cette partie de découper les vagues à chaque creux afin de garantir la continuité des variables au niveau des faces amont, aval et de la crête de la vague.

Sur la figure 8.2, on voit apparaître la notation η^* relié à $\tilde{\eta}$ par :

$$\eta^* = \frac{\tilde{\eta}}{1000.A(\tilde{\eta})} \quad (8.15)$$

où A représente l'amplitude moyenne de $\tilde{\eta}$:

$$A(\tilde{\eta}) = \sqrt{2.\text{variance}(\tilde{\eta})} = \sqrt{2 \int_0^{2\pi} P_{\tilde{\eta}\tilde{\eta}} d\omega} \quad (8.16)$$

L'utilisation de cette variable permet d'exprimer les variations de $\tilde{\eta}$ à un ordre de grandeur similaire à la taille de la sous-couche visqueuse. Dès lors, la représentation graphique de l'évolution des caractéristiques aériennes dans le 1^{er} mm au dessus du profil moyen de la vague devient lisible.

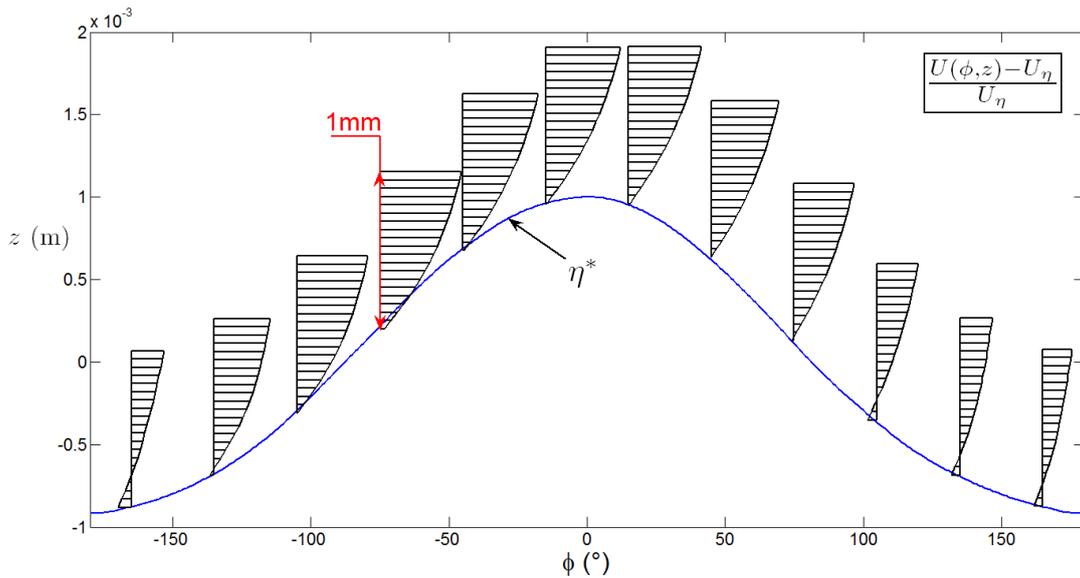
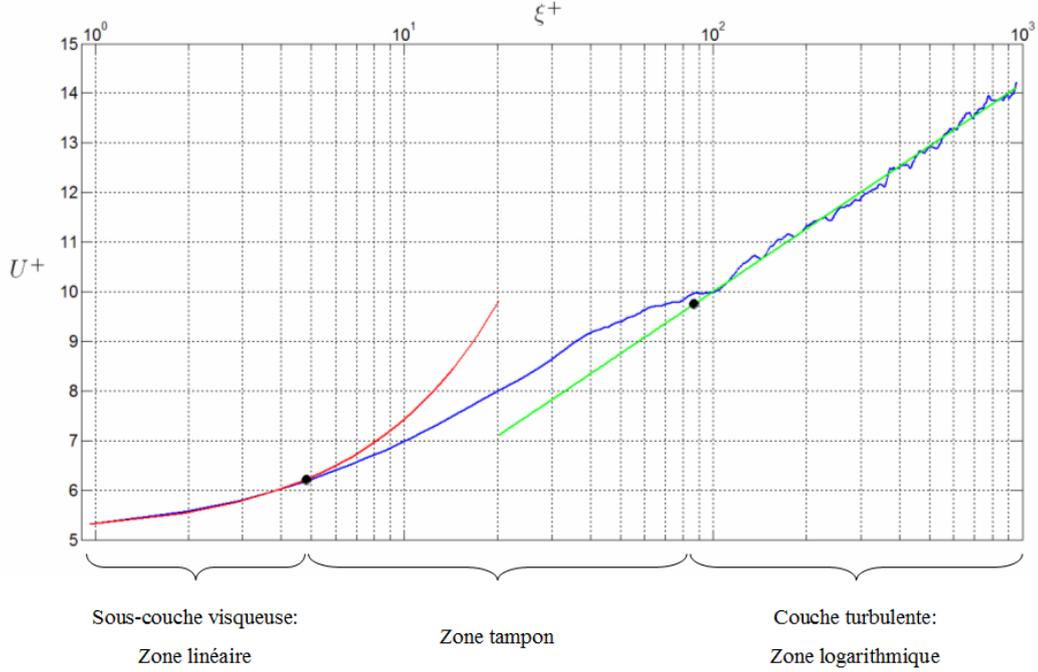


FIG. 8.2 – Exemple de l'évolution du profil vertical de la vitesse horizontale le long de la vague moyenne.

8.2 Etude du profil de la vitesse horizontale

Dans cette partie, nous étudions l'évolution verticale de la vitesse horizontale moyenne. Ceci nous permet de mettre en évidence les différentes zones de l'écoulement à proximité de la surface. Nous présentons sur la figure 8.3 l'évolution de la vitesse normée $U^+ = \frac{U}{u_*}$ en fonction de l'altitude normée $\xi^+ = \frac{\xi u_*}{\nu}$. La vitesse est calculée en moyennant les profils instantanés mesurés au cours des 100 plongées.


 FIG. 8.3 – Profil vertical de U^+ pour le cas U7F14X28.

Ce graphe permet de différencier les différentes couches aériennes au dessus de l'interface : la sous-couche visqueuse à proximité immédiate de la surface, la zone tampon qui marque la transition entre écoulement laminaire et turbulent, et le début de la couche turbulente. La représentation logarithmique permet de mettre en évidence la limite inférieure de la couche turbulente caractérisée par la fin de la partie linéaire du profil. Dans cette zone, la vitesse moyenne évolue de manière logarithmique avec l'altitude, suivant la loi :

$$U(\xi) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{\xi}{z_0}\right) \quad \text{où } z_0 \text{ est la rugosité aérodynamique.} \quad (8.17)$$

Dans cette équation, en remplaçant les valeurs absolues par les grandeurs normées de la vitesse et de l'altitude, nous obtenons la relation suivante :

$$U^+(\xi^+) = \frac{1}{\kappa} \left(\ln(\xi^+) + \ln\left(\frac{\nu}{z_0 u_*}\right) \right) \quad (8.18)$$

En utilisant cette paramétrisation, U^+ est directement reliée à $\ln(\xi^+)$ par le coefficient $1/\kappa$. En effectuant une régression linéaire sur nos points de mesures, nous obtenons un coefficient directeur proche de la théorie ².

En ce qui concerne la sous-couche visqueuse, la théorie prédit une augmentation linéaire de la vitesse avec l'altitude. En utilisant la représentation (U^+, z^+) , la pente de cette partie linéaire est :

$$\frac{\partial U^+}{\partial \xi^+} = \frac{\partial \frac{U}{u_*}}{\partial \frac{\xi u_*}{\nu}} = \frac{\nu}{u_*^2} \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\mu}{\rho u_*^2} \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\tau_\nu}{\tau} \quad \text{quand } \xi \text{ tend vers } 0 \quad (8.19)$$

²Pour l'ensemble des cas étudiés, les coefficients expérimentaux s'approchent de la valeur théorique avec une erreur inférieure à 20%

Nous obtenons alors directement la contribution de la tension visqueuse à la contrainte totale. Pour le cas d'un écoulement sur une plaque plane, la conservation de la quantité de mouvement prédit une égalité entre tension totale et tension visqueuse à proximité immédiate de la plaque, la pente de la droite représentant l'évolution de U^+ en fonction de ξ^+ dans la sous-couche visqueuse est alors égale à 1.

Dans nos expériences, la présence de vagues induit des contraintes normales. D'après le modèle de Deardoff, la somme des tensions normales et tangentielles est égale à la tension totale ; la contribution des contraintes visqueuses est balancée par les contraintes normales. Nous obtenons des pentes qui varient entre 0.1 et 0.5, ce qui montre que pour les différentes conditions que nous avons étudiées, la contribution des contraintes de cisaillements à la contrainte totale évolue de 10 à 50%.

Sur la figure 8.4, Hinze (1959) reporte des mesures expérimentales du profil vertical de la vitesse horizontale sur paroi plane rigide.

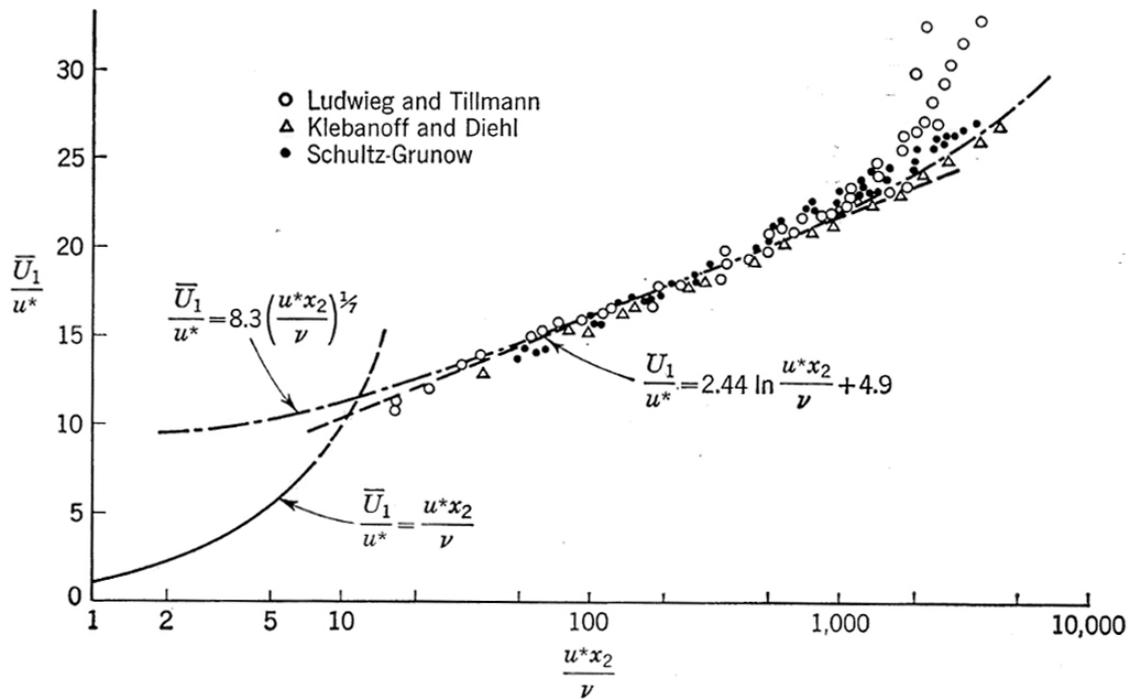


FIG. 8.4 – Profil vertical de U^+ au-dessus d'une paroi plane rigide.

En comparant nos résultats avec ces mesures, nous remarquons que les bornes des différentes zones de l'écoulement sont du même ordre de grandeur. Pour la sous-couche visqueuse, sur paroi plane, la zone linéaire s'étend jusqu'à $\xi^+ = 7$. Pour nos expériences, nous estimons³ que la borne supérieure est comprise entre 5 et 10.

La limite inférieure de la couche turbulente est plus délicate à apprécier car la transition entre la zone logarithmique et la zone tampon est beaucoup moins marquée que la

³A l'aide d'une méthode itérative de régression linéaire avec contrôle de l'écart

transition entre la zone linéaire et la zone tampon. Cependant, au regard des différents profils de vitesse obtenus, nous observons que la limite inférieure de la zone turbulente est comprise entre 20 et 80, ce qui est en accord avec les résultats obtenus sur plaque plane.

En ce qui concerne les bornes limites de ces zones sur l'axe des ordonnées (U^+), nos résultats présentent un caractère dispersif ($6 < (U^+)_{\max(\text{visqueux})} < 15$ et $9 < (U^+)_{\min(\text{turbulent})} < 17$), bien que l'ordre de grandeur reste le même que pour les résultats obtenus sur plaque plane.

Cette première représentation nous montre que la technique de mesure que nous avons mise en place permet de donner une bonne estimation de la structure de l'écoulement au voisinage de l'interface, notamment dans le calcul de la tension visqueuse à la surface.

8.3 Modulations de la structure de l'écoulement le long du profil moyen de la vague

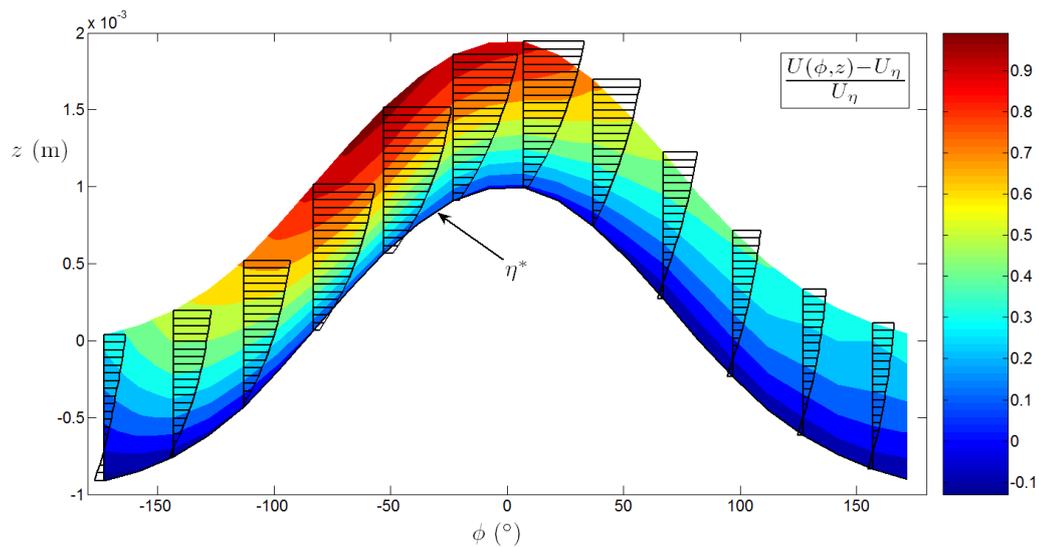


FIG. 8.5 – Modulation de la vitesse moyenne le long du profil moyen de la vague.

Dans cette partie, nous nous intéressons aux modifications de la structure de l'écoulement d'air dans la sous-couche visqueuse induites par la présence de vagues. Comme nous l'avons vu dans la partie 8.1, nous avons mis en œuvre des outils nous permettant de présenter les évolutions de l'écoulement en fonction des phases de la vagues.

Sur la figure 8.5, nous présentons les modulations de la vitesse moyenne horizontale dans la sous-couche visqueuse le long du profil moyen de la vague. Ce graphe regroupe les résultats des mesures effectuées pour un vent de 7 m.s^{-1} et un fetch compris entre 9.15 m et 18.15 m (soit quatre cas différents de vagues de vent pures). Pour l'ensemble de ces cas, la cambrure moyenne reste constante ($ak = 0.194$), de même que la vitesse de frottement

8.3 Modulations de la structure de l'écoulement le long du profil moyen de la vague

($u_* = 0.284 m.s^{-1}$). Ces caractéristiques tendent à montrer une similitude de forme pour de jeunes vagues de vent. Cela nous a poussé à grouper les résultats de ces expériences afin d'étudier les modulations moyennes de l'écoulement dans la sous-couche visqueuse.

La principale information que l'on peut tirer de cette représentation est la dissymétrie de l'écoulement entre la face amont et aval de la vague. En effet, dans toute la sous-couche visqueuse, on observe une compression des lignes de courant sur la face amont de la vague, ce qui produit une accélération de l'écoulement à cet endroit. Par opposition, sous le vent de la vague, la vitesse moyenne diminue sous l'effet d'abri provoqué par la crête de la vague.

D'autre part, ce phénomène a aussi une influence sur l'évolution du gradient vertical de la vitesse horizontale. Sur la face au vent, la vitesse de l'écoulement augmente rapidement avec l'altitude tandis que, sous le vent, cette augmentation est beaucoup moins importante. Ces résultats laissent supposer que l'on devrait retrouver une dissymétrie de la tension visqueuse de part et d'autre de la crête.

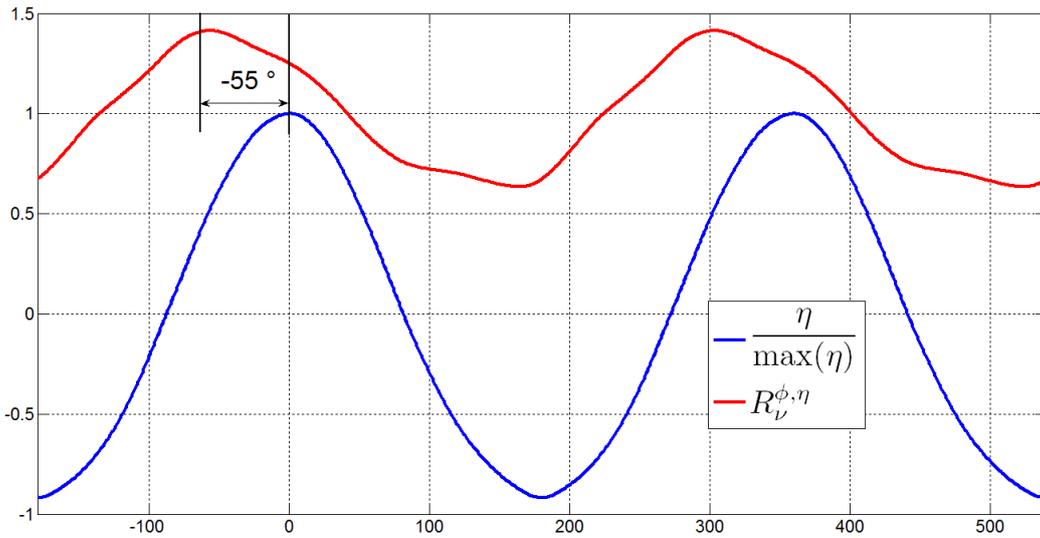


FIG. 8.6 – Modulation de la tension visqueuse le long du profil moyen de la vague pour des vagues jeunes.

Sur la figure 8.6, nous avons reporté l'évolution de la tension visqueuse le long du profil moyen de la vague pour ces jeunes vagues de vent.

Afin de pouvoir regrouper ces quatre cas, nous étudions l'évolution du rapport de la tension visqueuse locale $\tau_\nu^{\phi,\eta}$ sur la tension visqueuse moyenne τ_ν que l'on notera $R_\nu^{\phi,\eta}$:

$$R_\nu^{\phi,\eta} = \frac{\tau_\nu^{\phi,\eta}}{\tau_\nu} \quad (8.20)$$

Nous retrouvons bien la dissymétrie pressentie, avec une augmentation significative de la tension visqueuse sur la face au vent de la vague. Le maximum de $R_\nu^{\phi,\eta}$ est atteint 55°

avant la crête de la vague. Et les modulations de $\tau_\nu^{\phi,\eta}$ évoluent d'environ 40 % autour de τ_ν , aussi bien en amont qu'en aval de la crête.

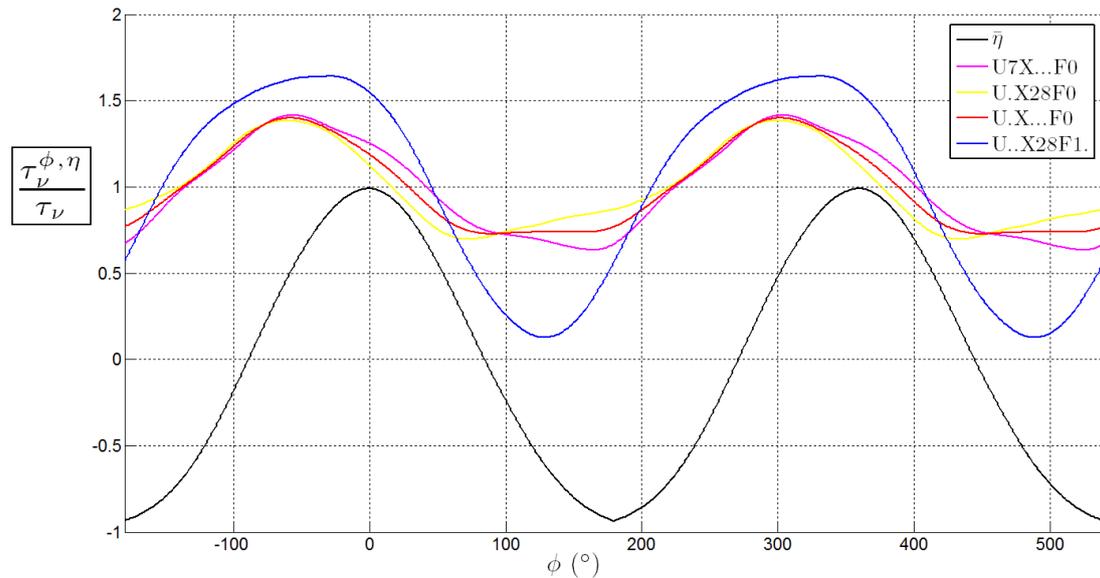


FIG. 8.7 – Modulation de la tension visqueuse le long du profil moyen pour différents cas.

Par la suite, nous nous sommes intéressés aux modulations de la tension visqueuse pour l'ensemble des cas que nous avons traités (Figure 8.7). Pour cela, nous avons regroupé les résultats en fonction des caractéristiques du champ de vagues :

- la courbe rose correspond au cas étudié précédemment (U7X...F0) ;
- la courbe jaune regroupe les mesures réalisées à un fecht de 28m et un vent compris entre 4 et 9 $m.s^{-1}$ (U.X28F0).
- Ces deux courbes correspondent à des cas de vagues de vent pures. Nous avons donc regroupé leurs résultats pour tracer la courbe rouge (U.X...F0).
- La courbe bleue représente les cas où le champ de vagues est complexe, soit la combinaison de vagues de vent pures et de vagues générées par le batteur ; cette courbe regroupe donc des mesures réalisées à un fecht constant de 28 m, pour des vents de 4, 7 et 10 $m.s^{-1}$, et avec des ondes générées par le batteur à 1, 1.2 et 1.4 Hz (U..F28X1.).

On retrouve pour l'ensemble de ces cas une augmentation significative de la tension visqueuse sur la face au vent, qui s'équilibre avec une diminution en aval de la crête :

- Pour les deux cas de vagues de vent pures, les modulations de la tension visqueuse sont quasiment identiques. Le maximum de $R_\nu^{\phi,\eta}$ est très localisé, à environ -55° de la crête, tandis que le minimum présente une zone couvrant quasiment toute la face sous le vent. Ce résultat montre que la tension visqueuse n'est pas seulement déphasée par rapport aux mouvements de l'interface mais qu'il existe une forte dissymétrie entre les faces au vent et sous le vent.

- Pour les champs de mer complexes, les modulations de la tension visqueuse locale sont bien plus importantes (70 à 80 %) que pour les vagues de vent pures. De plus, la dissymétrie entre l'amont et l'aval de la crête est différente, avec une zone assez étendue dans laquelle la tension visqueuse est importante alors que le minimum est atteint sur une zone localisée de la face sous le vent.

8.4 Structure de l'écoulement dans la sous-couche visqueuse

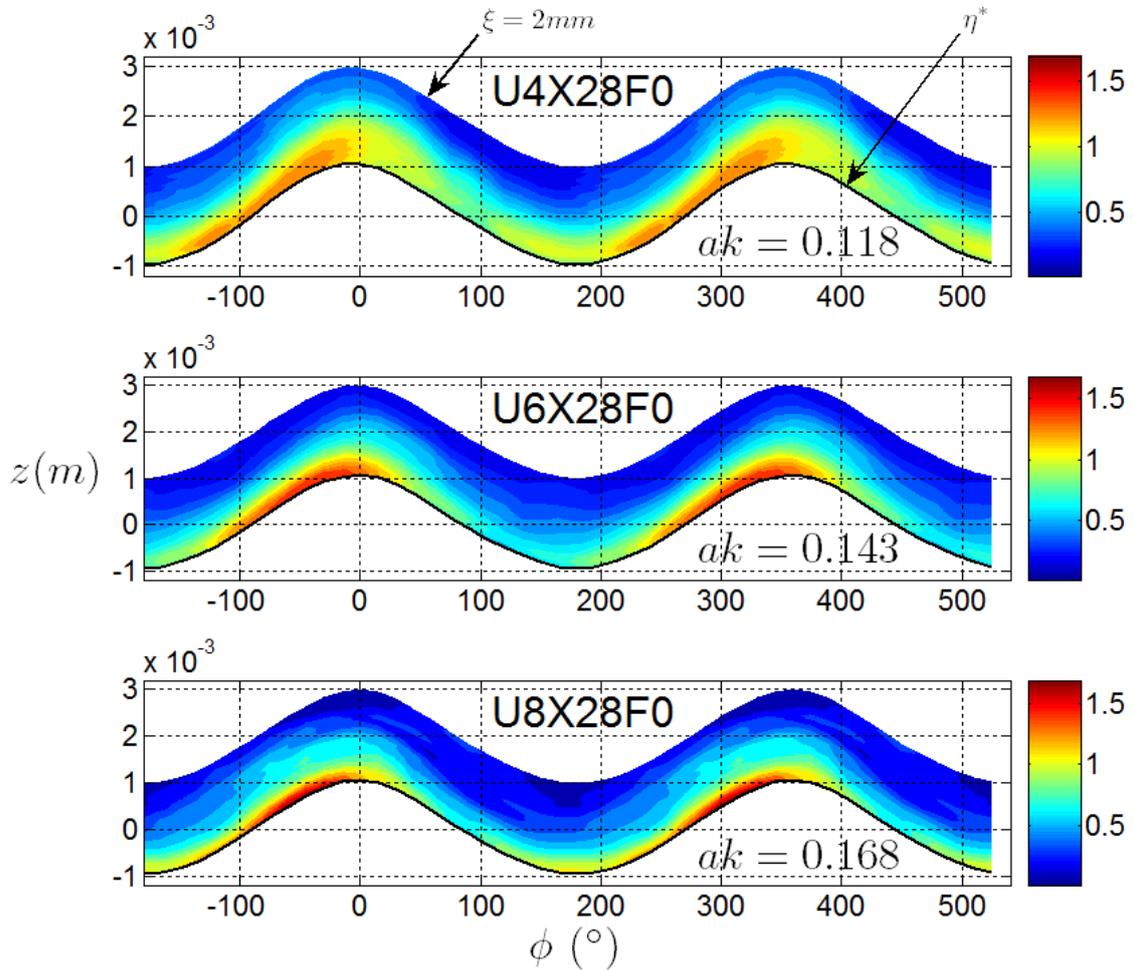


FIG. 8.8 – Evolutions de $R_v^{\phi, z}$ en fonction de U .

Sur la figure 8.8, nous avons reporté les modulations de la tension visqueuse locale relative $R_v^{\phi, \xi}$ le long de la vague et à l'intérieur de la sous-couche visqueuse pour différentes vitesses de vent avec :

$$R_v^{\phi, \xi} = \frac{\tau_v^{\phi, \xi}}{\tau_v} \quad (8.21)$$

Le premier constat que l'on peut faire est le lien entre vitesse de l'écoulement dans la veine et épaisseur de la sous-couche visqueuse. En effet, nous remarquons que lorsque la vitesse du vent augmente, la taille de sous-couche visqueuse diminue. Ceci est en accord avec les résultats obtenus dans la partie 8.2 où l'on constate que la taille moyenne de la zone linéaire (que l'on peut associer à la taille moyenne de la sous-couche visqueuse) reste constante dans le référentiel (ξ^+, U^+) . Or $\xi^+ = \frac{\xi u_*}{\nu}$ et lorsque U augmente, u_* croît également, ce qui implique que ξ doit diminuer afin de conserver ξ^+ constant.

Par ailleurs, les maxima de $R_\nu^{\phi, \xi}$ semblent plus marqués et localisés lorsque le vent forçait. Pour un vent de 4 m.s^{-1} (cas U4X28F0), la tension visqueuse est faiblement modulée par la surface ($\max(R_\nu^{\phi, \xi}) = 1.3$), l'effet d'abri est faible et la localisation du maximum est étendue du creux jusqu'à la crête de la face au vent (de -150° à -20°). Pour les deux autres cas (U6X28F0 et U8X28F0), le pic de $R_\nu^{\phi, \xi}$ devient beaucoup plus localisé (de -80° à -10°), avec une amplitude maximale importante ($\max(R_\nu^{\phi, \xi}) = 1.5$ pour $U = 6 \text{ m.s}^{-1}$ et $\max(R_\nu^{\phi, \xi}) = 1.75$ pour $U = 8 \text{ m.s}^{-1}$) et enfin, l'intensité de la contrainte de cisaillement chute fortement sur l'ensemble de la face sous le vent.

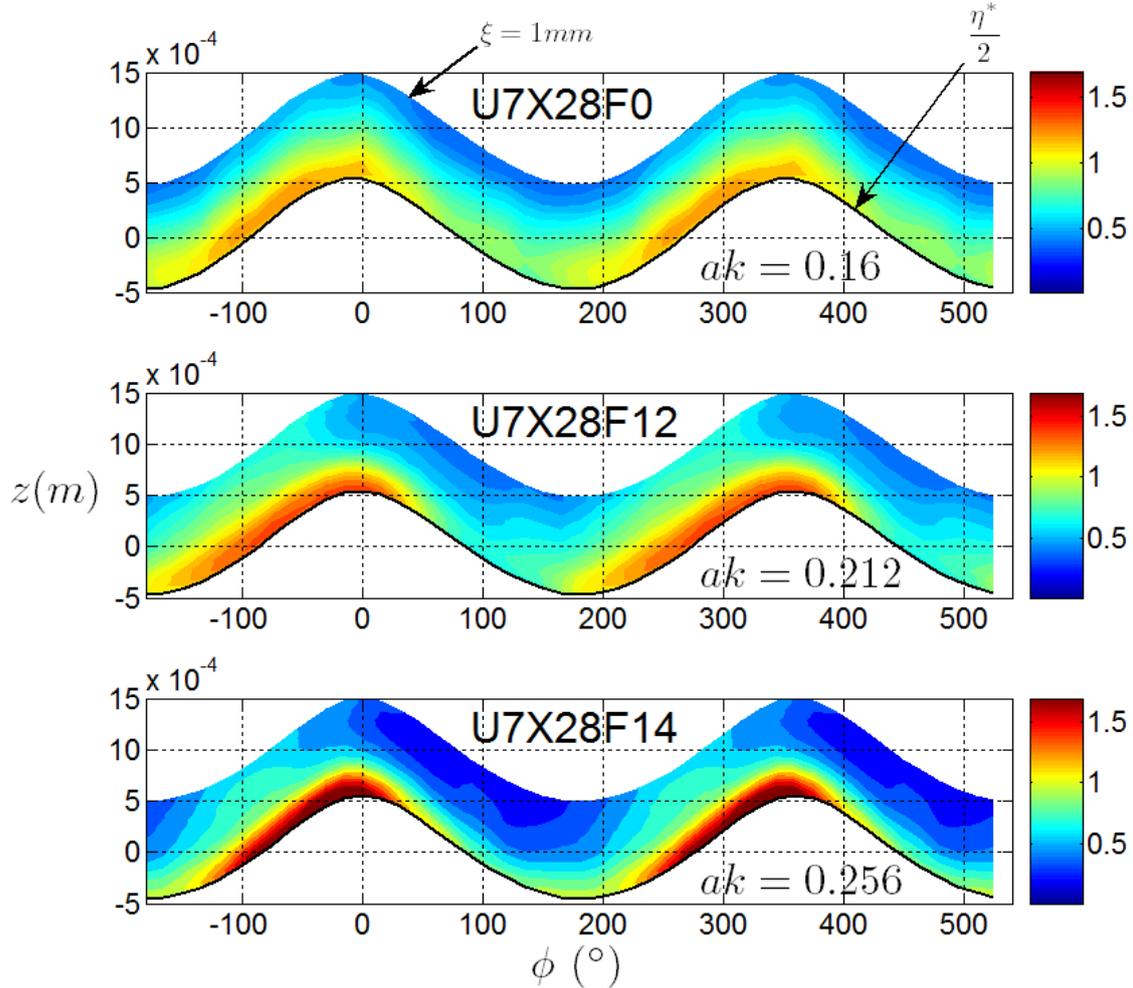
Cependant, on ne peut pas dire que ces phénomènes soient uniquement liés à la vitesse du vent, car il faut noter que, pour ces cas, la cambrure ak augmente avec U . En effet, en se plaçant à un fecht constant, la cambrure moyenne du champ de vagues augmente avec la vitesse de l'écoulement au niveau du point de mesure. Malheureusement, nous n'avons pu réaliser d'expériences pour lesquelles U augmente et ak reste constant.

Ainsi, afin de pouvoir dissocier ces deux paramètres, nous comparons sur la figure 8.9 trois cas pour lesquels la vitesse du vent est constante et égale à 7 m.s^{-1} mais avec des cambrures différentes. Le cas U7X28F0 correspond à des vagues de vent pures tandis que les deux autres cas sont issus de la combinaison de vagues de batteur et de vagues de vent. Sur cette représentation, nous observons les mêmes tendances que pour l'exemple précédent, à savoir, intensification de la contrainte de cisaillement sur la face au vent sur une zone de plus en plus petite et diminution importante de la contrainte de cisaillement dans le creux de la vague (pour les vagues de vent (U7X28F0), la tension visqueuse augmente au maximum de 25% par rapport à sa valeur moyenne, de 50% pour le cas intermédiaire (U7X28F12) et enfin de 100% pour le dernier cas (U7X28F14).

De plus, par rapport aux cas précédents, l'épaisseur de la sous-couche visqueuse semble modulée par les mouvements de l'interface lorsque la cambrure augmente. Ainsi, l'on observe que la sous-couche visqueuse se dilate en amont de la crête puis elle se comprime au niveau de la face sous le vent. Les modulations de la tension visqueuse dans la sous-couche visqueuse semblent donc générées par les mouvements de l'interface.

8.5 Influence de la cambrure et de la vitesse du vent

L'ensemble de ces observations tendent à montrer que les modulations de la tension visqueuse le long de la vague moyenne sont plus sensibles à l'état du champ de vagues qu'à la vitesse de l'écoulement. Nous retiendrons qu'il y a une forte dissymétrie de forme dans

FIG. 8.9 – Evolutions de $R_v^{\phi,z}$ en fonction de ak .

cette répartition entre l'amont et l'aval de la crête, avec une augmentation importante de la vitesse de l'écoulement relativement localisée en amont de la crête. Sur la face sous le vent, on observe une large zone dans laquelle la tension visqueuse atteint sa valeur minimale.

La vitesse du vent joue un rôle important sur l'épaisseur de la sous-couche visqueuse, celle-ci diminuant lorsque le vent augmente.

L'augmentation de la cambrure accentue l'amplitude de ces modulations, aussi bien au niveau de la face au vent qu'au niveau de la face sous le vent, tout en ayant un effet sur l'épaisseur locale de la sous-couche visqueuse.

Sur la figure 8.10, nous comparons nos résultats aux travaux de Caulliez *et al.* (2008). Ces derniers ont combiné études expérimentales et numériques. A partir des profils de la vitesse moyenne et de la vitesse de frottement mesurés dans la soufflerie de l'IRPHE, au dessus de l'interface air-eau, les modèles développés par Kudryavtsev & Makin (2001)

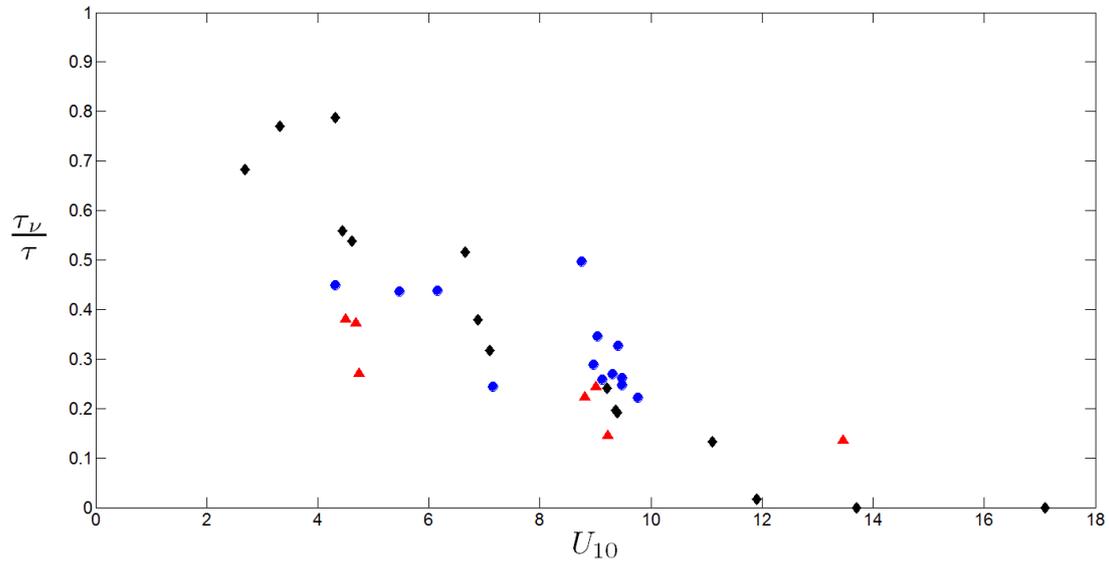


FIG. 8.10 – Evolutions de R_ν en fonction de U_{10} . Caulliez *et al.* (2008) en noir, U.X...F0 en bleu et U..X28F1. en rouge

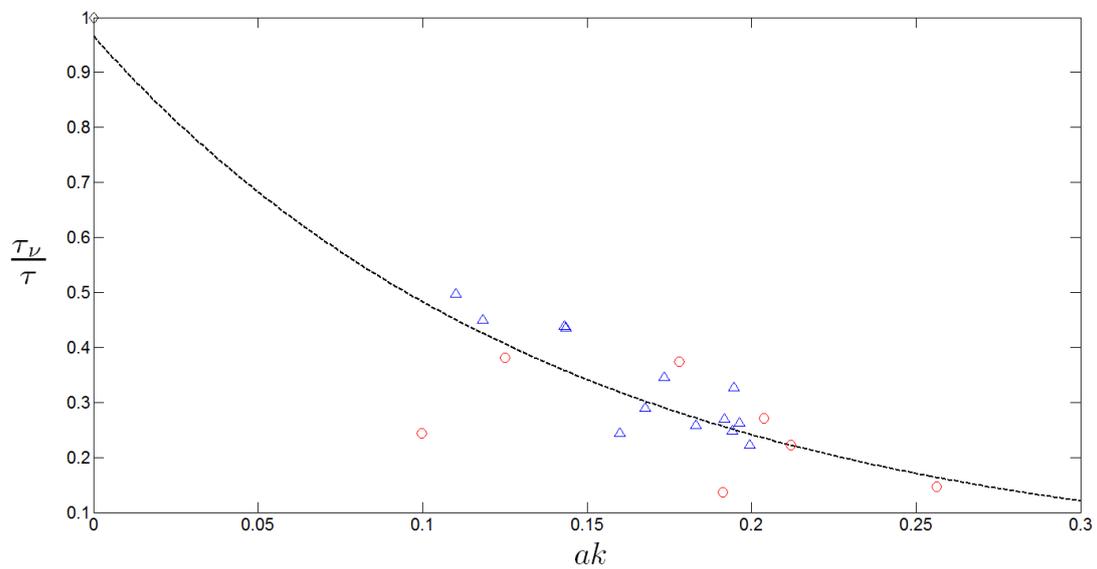


FIG. 8.11 – Evolutions de R_ν en fonction de ak . U.X...F0 en bleu (vagues de vent pures) et U..X28F1. en rouge (Vagues de batteur + vagues de vent)

et Makin & Kudryavtsev (2002) sont en mesure d'estimer les contributions de la tension visqueuse à la surface par rapport à la tension totale. Le graphe 8.10 présente donc l'évo-

lution de $R_\nu = \frac{\tau_\nu}{\tau}$ en fonction de U_{10} ⁴. Les diamants noirs correspondent aux résultats de Caulliez *et al.* (2008) et présentent des données uniquement issues de vagues de vent pures. Les autres points montrent les résultats de nos mesures pour des vagues de vent pures (ronds bleus) et pour des champs de mer complexe (triangles rouges).

Tout d'abord, nous observons que nos résultats, même s'ils présentent une certaine dispersion, sont du même ordre de grandeur que les résultats numériques de Caulliez *et al.* (2008). Ensuite, la contribution des contraintes de cisaillement diminue lorsque le vent augmente. Ce phénomène traduit indirectement une augmentation de la contribution de la trainée de forme, liée à l'augmentation de la vitesse du vent et de la cambrure moyenne du champ de vagues.

Cependant, le paramètre U_{10} ne nous semble pas suffisant pour décrire l'évolution de la contribution de la tension visqueuse. En effet, ce paramètre est déterminé à partir du profil de la vitesse horizontale moyenne au dessus des vagues, donc de la structure de l'écoulement aérien. Bien que cette dernière soit modifiée par la présence de vagues cambrées ou de houles, le paramètre U_{10} est peu sensible à la cambrure du champ de vagues. Or les travaux de Garat (1995) montrent que la trainée de forme présente une forte dépendance à la cambrure ak , la contribution de la tension visqueuse doit donc présenter, elle aussi, une dépendance à ce paramètre ak .

Nous avons reporté sur la figure 8.11, l'évolution de la contribution de la tension visqueuse moyenne au niveau de la surface sur la tension totale $\left(\frac{\tau_\nu}{\tau}\right)$ en fonction de la cambrure pour l'ensemble des cas étudiés.

Nous retrouvons la tendance espérée, à savoir que ces contributions diminuent de manière exponentielle lorsque la cambrure moyenne du champ de vagues augmente. Pour de faibles cambrures, nous nous rapprochons de l'hypothèse de surface plane, avec la contribution qui tend vers 1, soit égalité entre tension visqueuse et tension totale.

Ce résultat tend à montrer que, lorsque la mer se développe, la contribution des contraintes normales s'ajoutent aux contributions des contraintes de cisaillement afin de satisfaire le bilan du flux de quantité de mouvement du vent aux vagues écrit par Dear-doff (1967). Toutefois, on note une certaine dispersion des résultats, notamment en ce qui concerne les cas où le batteur fonctionne. Ceci est dû à la méthode utilisée pour calculer la cambrure moyenne ak . En effet, pour ces cas, le champ de mer se décompose en deux ondes dominantes, l'une issue des vagues de vent (à un fetch de 28 m, la fréquence de cette onde est d'environ 2.6 Hz à 4 m.s⁻¹ et 2 Hz à 7 m.s⁻¹), l'autre issue des mouvements du batteur ($1 < F_b < 1.4$). Ainsi, plus la fréquence du batteur est faible et plus les pics de fréquence des deux ondes s'éloignent. Il est alors difficile de définir convenablement une cambrure moyenne pour un tel champ de vagues.

⁴ U_{10} est la vitesse moyenne du vent à 10m de la surface. Dans notre cas, elle est calculée par extrapolation logarithmique des profils verticaux de la vitesse moyenne

Chapitre 9

Etude comparative de la mesure des flux de quantité de mouvement dans un repère fixe et dans un repère mobile

9.1 Analyse des mesures réalisées dans un repère fixe

La formulation de Dearnold permet de relier le flux de quantité de mouvement à l'altitude h , située dans la zone à flux constant, aux contraintes à la surface : traînée de forme et traînée visqueuse. La première est responsable de l'amplification des vagues, la seconde de la génération du courant de dérive. Toutefois la mesure directe du flux de quantité de mouvement à une hauteur donnée ne permet pas d'estimer les contributions relatives de chaque traînée au flux total. La mesure de la traînée de forme $\overline{\left(p \frac{\partial \eta}{\partial x}\right)_{z=0}}$ a été estimée par

divers auteurs en mesurant la corrélation $\overline{\left(p \frac{\partial \eta}{\partial x}\right)_{z=h}}$ entre la pression mesurée à différentes altitudes h et la pente des vagues, puis en extrapolant à $z = 0$ le profil vertical obtenu. Cependant, le profil n'est obtenu qu'à des altitudes supérieures à la hauteur maximale des crêtes du champ de vagues.

Afin d'étudier la validité de cette méthode communément utilisée, nous avons choisi de prolonger la mesure des corrélations $\overline{\left(p \frac{\partial \eta}{\partial x}\right)_h}$ à des altitudes inférieures à ce seuil. Pour ceci, il est nécessaire d'installer la sonde de pression sur un dispositif « suiveur à vagues » permettant notamment d'estimer le champ de pression à proximité de l'interface air-eau.

Une première approche consiste à déterminer les profils verticaux du flux de quantité de mouvement τ^z et des corrélations $\tau_p^z = \overline{\left(p \frac{\partial \eta}{\partial x}\right)_z}$ à partir de mesures réalisées sur un support fixe.

Ces profils sont reportés sur la figure 9.1 pour quatre cas de vent/vagues différents. On observe que l'hypothèse de couche à flux constant est vérifiée, ce qui permet de définir pour chaque cas le flux total moyen τ défini par la moyenne verticale de τ^z . On constate

9.1 Analyse des mesures réalisées dans un repère fixe

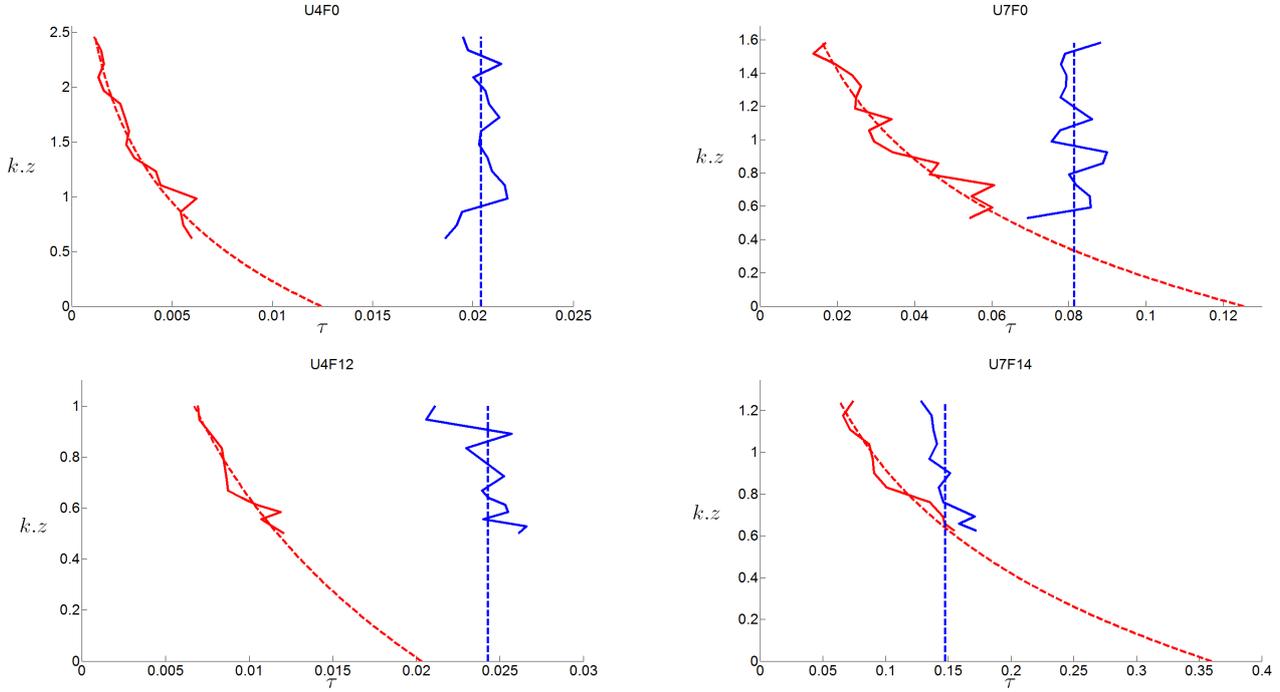


FIG. 9.1 – Profils de la contrainte totale τ^z et des corrélations Pression-Pente τ_p^z dans un repère fixe. Courbe continue bleue = τ^z ; Courbe continue rouge = τ_p^z ; Courbe pointillée bleue = τ ; Courbe pointillée rouge = $(\tau_p^z)_{Fit} = p_0 \exp(-\alpha kz)$

que les corrélations Pression-Pente évoluent de manière exponentielle avec z , comme cela a également été observé par divers auteurs. En ce qui concerne l'estimation de la traînée de forme $\left(p \frac{\partial \eta}{\partial x}\right)_{z=0}$ par l'extrapolation à $z = 0$ des corrélations Pression-Pente via la loi en $\exp(-\alpha kz)$ ($\alpha =$ coefficient d'amortissement, fonction des conditions d'observations), les résultats obtenus peuvent, dans certains cas, fournir des valeurs qui n'ont pas de sens physique.

Pour les cas U4F0 et U4F12, ces valeurs sont inférieures aux valeurs de la contrainte totale, soit une contribution de la traînée de forme à la traînée totale d'environ 60 % pour le cas U4F0 et d'environ 90 % pour le cas U4F12. Mais pour les cas U7F0 et U7F14, on note que l'estimation de la traînée de forme est supérieure à la contrainte totale. Ces résultats implique que la traînée visqueuse devrait être négative pour équilibrer le bilan entre traînée totale, traînée visqueuse et traînée de forme. Or il n'est pas possible dans ces cas (vagues qui se propagent dans le sens du vent) d'obtenir une traînée visqueuse négative.

Ainsi, il paraît « hasardeux » d'utiliser une extrapolation exponentielle à $z = 0$ pour estimer la traînée de forme dans les échanges air-mer via des mesures réalisées sur un support fixe. En effet, cette extrapolation à $z = 0$ (niveau de l'eau au repos) n'a pas de sens physique. En utilisant un support fixe, l'altitude minimale à laquelle les mesures peuvent être réalisées est limitée par la hauteur maximale des crêtes du champ de vagues. Il est plus correct de mesurer les corrélations Pression-Pente à différentes altitudes $\xi = cte$ par

rapport au niveau instantané de l'interface air-eau et d'extrapoler ensuite à $\xi = 0$ (soit à $z = \eta$) le profil obtenu.

Afin de se rapprocher de la surface, nous avons réalisé des mesures sur un suiveur à vagues. Pour ces mesures, il est nécessaire d'écrire le bilan vertical du flux de quantité de mouvement horizontal dans le repère mobile lié aux sondes. Ce repère peut être assimilé à un repère curviligne défini par les coordonnées $(x, \xi = z - \eta, t)$.

9.2 Écriture du bilan du flux de quantité de mouvement dans un repère curviligne

Le changement de variable pour passer du repère cartésien $x_i = (x, z, t)$ au repère curviligne $x_i^* = (x, \xi, t)$ (Figure A.12), où $\xi = z - \eta$, s'écrit :

$$x_i \Rightarrow x_i^* : \frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j^*} \frac{\partial x_j^*}{\partial x_i} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (9.1)$$

ce qui se traduit dans notre cas par :

$$\begin{aligned} (x, z, t) \rightarrow (x, \xi, t) : \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \end{aligned}$$

et en écriture indicielle,
$$\frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j^*} - \frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (9.2)$$

Pour simplifier l'écriture, nous reporterons l'étoile * relative au repère mobile uniquement lorsque l'on souhaitera différentier les deux repères. Dans ce nouveau système de coordonnées, les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial u_i}{\partial \xi} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} - \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial u_i u_j}{\partial \xi} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial^2 u_i}{\partial \xi^2}. \quad (9.3)$$

En supposant que l'écoulement est bidimensionnel ($v = 0$), l'équation 9.3 projetée suivant \vec{x} s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(u^2 + \frac{p}{\rho} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(uw - \nu \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) = \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(u^2 + \frac{p}{\rho} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right). \quad (9.4)$$

On intègre verticalement cette équation entre l'interface de cote $\xi = 0$ et l'altitude curviligne de cote $\xi = h$ (respectivement de cote $z = \eta$ et $z = \eta + h$ dans le repère cartésien) :

$$\begin{aligned} \int_0^h \frac{\partial u}{\partial t} d\xi + \int_0^h \frac{\partial}{\partial x} \left(u^2 + \frac{p}{\rho} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right) d\xi + \int_0^h \frac{\partial}{\partial \xi} \left(uw - \nu \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) d\xi \\ = \int_0^h \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial \xi} d\xi + \int_0^h \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(u^2 + \frac{p}{\rho} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right) d\xi \end{aligned} \quad (9.5)$$

qui se simplifie sous la forme :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h u \, d\xi + \int_0^h \frac{\partial}{\partial x} \left(u^2 + \frac{p}{\rho} - \nu \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) d\xi + \left[uw - \nu \frac{\partial u}{\partial \xi} \right]_0^h \\ &= \frac{\partial \eta}{\partial t} \left[u \right]_0^h + \frac{\partial \eta}{\partial x} \left[u^2 + \frac{p}{\rho} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right]_0^h. \end{aligned} \quad (9.6)$$

En supposant que les gradients longitudinaux sont négligeables par rapport aux gradients verticaux, l'équation 9.6 devient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h u \, d\xi + \frac{1}{\rho} \left(p \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_\eta + \nu \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)_\eta - \nu \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} \right)_\eta - \left(uw \right)_\eta + \left(u \frac{\partial \eta}{\partial t} \right)_\eta + \left(u^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_\eta \\ &= - \left(uw \right)_h + \left(u \frac{\partial \eta}{\partial t} \right)_h + \left(u^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_h + \frac{1}{\rho} \left(p \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_h + \nu \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)_h - \nu \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} \right)_h. \end{aligned} \quad (9.7)$$

En utilisant la condition de continuité à la surface $w_\eta = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_\eta \frac{\partial \eta}{\partial x}$, l'équation 9.7 s'écrit :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h u \, d\xi + \frac{1}{\rho} \left(p \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_\eta + \nu \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)_\eta - \nu \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} \right)_\eta \\ &= - \left(uw \right)_h + \left(u \frac{\partial \eta}{\partial t} \right)_h + \left(u^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_h + \frac{1}{\rho} \left(p \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_h + \nu \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)_h - \nu \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} \right)_h \end{aligned} \quad (9.8)$$

où les termes de gauche sont exprimés à la surface et les termes de droite sont exprimés à l'altitude $\xi = h$. En décomposant les termes de droite en parties moyennes, induites et turbulentes, et en supposant que $\bar{w} = 0$, on obtient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h u \, d\xi + \frac{1}{\rho} \left(p \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_\eta + \nu \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)_\eta - \nu \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} \right)_\eta \\ &= - \left(\bar{u}\bar{w} + \bar{u}w'' + \tilde{u}\tilde{w} + \tilde{u}w'' + u''\tilde{w} + u''w'' \right)_h \\ &+ \left((\bar{u} + \tilde{u} + u'') \frac{\partial \eta}{\partial t} \right)_h + \left((\bar{u}^2 + \tilde{u}^2 + u''^2 + 2\bar{u}\tilde{u} + 2\bar{u}u'' + 2\tilde{u}u'') \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_h \\ &+ \frac{1}{\rho} \left((\bar{p} + \tilde{p} + p'') \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)_h \\ &+ \nu \left(\frac{\partial \bar{u} + \tilde{u} + u''}{\partial \xi} \right)_h - \nu \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \bar{u} + \tilde{u} + u''}{\partial x} \right)_h. \end{aligned} \quad (9.9)$$

On applique la moyenne de phase à cette équation :

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h u \, d\xi \right\rangle + \frac{1}{\rho} \left\langle p \frac{\partial \eta}{\partial x} \right\rangle_{\eta} + \nu \left\langle \frac{\partial u}{\partial \xi} \right\rangle_{\eta} - \nu \left\langle \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} \right\rangle_{\eta} \\
 = - \left\langle \bar{u}\bar{w} + \tilde{u}\bar{w} + \tilde{u}\tilde{w} + u''w'' \right\rangle_h \\
 + \left\langle \tilde{u} \frac{\partial \eta}{\partial t} \right\rangle_h + \left\langle (\tilde{u}^2 + u''^2 + 2\bar{u}\tilde{u}) \frac{\partial \eta}{\partial x} \right\rangle_h \\
 + \frac{1}{\rho} \left\langle \tilde{p} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right\rangle_h \\
 + \nu \left\langle \frac{\partial \bar{u} + \tilde{u}}{\partial \xi} \right\rangle_h - \nu \left\langle \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right\rangle_h \quad (9.10)
 \end{aligned}$$

puis la moyenne temporelle :

$$\begin{aligned}
 \overline{\frac{\partial}{\partial t} \int_0^h u \, d\xi} + \overline{\frac{1}{\rho} p \frac{\partial \eta}{\partial x}}_{\eta} + \nu \overline{\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi}}_{\eta} - \nu \overline{\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x}}_{\eta} = \overline{\frac{1}{\rho} \tilde{p} \frac{\partial \eta}{\partial x}}_h + \nu \overline{\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi}}_h - \nu \overline{\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}}_h \\
 - \overline{\bar{u}\bar{w}}_h + \overline{\tilde{u} \frac{\partial \eta}{\partial t}}_h + \overline{\tilde{u}^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}}_h + \overline{u''^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}}_h + \overline{2\bar{u}\tilde{u} \frac{\partial \eta}{\partial x}}_h - \overline{u''w''}_h. \quad (9.11)
 \end{aligned}$$

En supposant que l'écoulement est statistiquement stationnaire, l'équation 9.11 devient :

$$\begin{aligned}
 \overline{\frac{1}{\rho} p \frac{\partial \eta}{\partial x}}_{\eta} + \nu \overline{\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi}}_{\eta} - \nu \overline{\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x}}_{\eta} = - \overline{\frac{1}{\rho} \tilde{p} \frac{\partial \eta}{\partial x}}_h + \nu \overline{\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi}}_h - \nu \overline{\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}}_h \\
 + \overline{\bar{u}\bar{w}}_h + \overline{\tilde{u} \frac{\partial \eta}{\partial t}}_h + \overline{\tilde{u}^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}}_h + \overline{u''^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}}_h + \overline{2\bar{u}\tilde{u} \frac{\partial \eta}{\partial x}}_h - \overline{u''w''}_h. \quad (9.12)
 \end{aligned}$$

Or, d'après le bilan de Deardoff écrit en coordonnées cartésiennes (x, y, z) , on peut relier le flux vertical de quantité de mouvement τ_h^z , exprimé à l'altitude h par rapport au niveau de l'eau au repos, aux contraintes normales et tangentielles exprimées à la surface suivant l'équation :

$$\frac{\tau_h^z}{\rho} = \overline{\frac{1}{\rho} p \frac{\partial \eta}{\partial x}}_{\eta} + \nu \overline{\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi}}_{\eta} - \nu \overline{\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x}}_{\eta}. \quad (9.13)$$

On obtient alors le bilan suivant :

$$\frac{\tau_h^z}{\rho} = -\overline{\bar{u}\bar{w}} - \overline{u''w''} + \overline{\tilde{u} \frac{\partial \eta}{\partial t}} + \overline{\tilde{u}^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}} + \overline{u''^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}} + \overline{2\bar{u}\tilde{u} \frac{\partial \eta}{\partial x}} + \overline{\tilde{p} \frac{\partial \eta}{\partial x}} + \nu \overline{\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi}} - \nu \overline{\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}} \quad (9.14)$$

où les termes de droite sont exprimés à l'altitude $\xi = h$.

La contrainte totale τ_h^{ξ} exprimée à l'altitude curviligne $\xi = h$ est donc définie par :

$$\begin{aligned}
 \tau_h^{\xi} = \tau_h^z &= \tau_{\nu}^{\xi} + \tau_t^{\xi} + \tilde{\tau}_p^{\xi} + \tilde{\tau}_a^{\xi} + \tilde{\tau}_t^{\xi} + \tilde{\tau}_{\nu}^{\xi} = \tau_{\nu}^{\xi} + \tau_t^{\xi} + \tilde{\tau}_w^{\xi} \\
 \text{avec : } \tau_{\nu}^{\xi} &= \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi}; \quad \tau_t^{\xi} = -\overline{\rho u''w''}; \quad \tilde{\tau}_p^{\xi} = \overline{\tilde{p} \frac{\partial \eta}{\partial x}}; \\
 \tilde{\tau}_a^{\xi} &= -\overline{\rho \tilde{u} \left(\bar{w} - \frac{\partial \eta}{\partial t} - \tilde{u} \frac{\partial \eta}{\partial x} - 2\bar{u} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)}; \\
 \tilde{\tau}_t^{\xi} &= \overline{\rho u''^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}}; \quad \tilde{\tau}_{\nu}^{\xi} = -\overline{\mu \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}}; \\
 \text{et } \tilde{\tau}_w^{\xi} &= \tilde{\tau}_p^{\xi} + \tilde{\tau}_a^{\xi} + \tilde{\tau}_t^{\xi} + \tilde{\tau}_{\nu}^{\xi}; \quad (9.15)
 \end{aligned}$$

9.3 Résultats des mesures réalisées dans le repère mobile

Afin de calculer les termes du bilan vertical du flux de quantité de mouvement dans le repère curviligne (Eq. 9.15), nous avons décomposé les variables que sont la pression et les composantes de la vitesses en parties moyennes, induites et turbulentes. Cette décomposition des variables nécessite d'utiliser le moyennage de phase (voir partie 7.5), qui permet par ailleurs, d'étudier l'évolution de ces composantes le long du profil moyen du champ de vagues. Nous obtenons alors pour chaque terme calculé, une représentation graphique qui décrit l'évolution de ce terme en fonction de l'altitude ξ et de la phase ϕ .

9.3.1 Etude des couplages entre la couche limite turbulente et l'interface

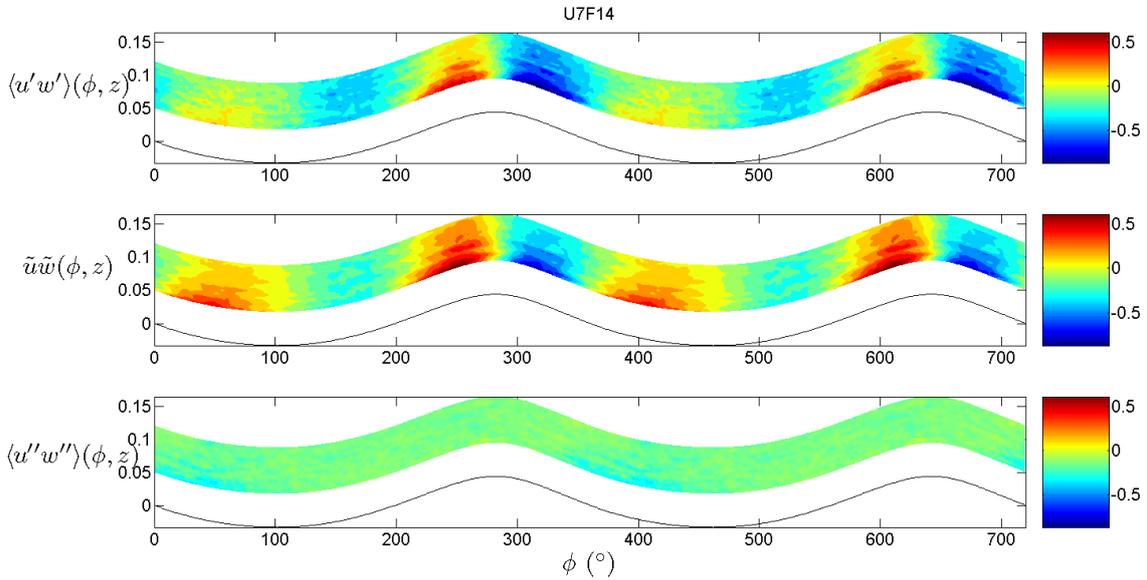


FIG. 9.2 – Décomposition du tenseur des contraintes fluctuantes en parties induites et turbulentes

Nous présentons ici des mesures faites pour un vent de 7 m.s^{-1} et des vagues de hauteur de cambrure $\epsilon = 0.26$ à la fréquence 1.4 Hz . Sur la figure 9.2 est reporté un exemple de données obtenues après moyennage de phase. Le produit $\langle u'w' \rangle(\phi, \xi)$ des composantes fluctuantes s'écrit comme la somme du produit des composantes induites $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle(\phi, \xi) = \tilde{u}\tilde{w}(\phi, \xi)$ et du produit des composantes turbulentes $\langle u''w'' \rangle(\phi, \xi)$ calculés lors du traitement par moyenne de phase. Nous rappelons que cette égalité suppose que les mouvements induits et turbulents sont décorrélés.

$$\langle u'w' \rangle = \langle (\tilde{u} + u'')(\tilde{w} + w'') \rangle = \tilde{u}\tilde{w} + \underbrace{\langle \tilde{u}w'' \rangle}_{=0} + \underbrace{\langle u''\tilde{w} \rangle}_{=0} + \langle u''w'' \rangle = \tilde{u}\tilde{w} + \langle u''w'' \rangle \quad (9.16)$$

Sur cet exemple, l'axe des ordonnées correspond à l'axe vertical \tilde{z} dont l'échelle est graduée en mètres et l'origine correspond au niveau de l'eau au repos. Le code des couleurs de la

représentation est reporté sur la droite des figures, et leurs échelles sont graduées en unités SI, ici des $m^2.s^{-2}$.

Le tenseur des contraintes fluctuantes $\langle u'w' \rangle$ est fortement modulé le long du profil moyen des vagues. Ce tenseur est en moyenne égal à $-0.2m^2.s^{-2}$; Ses modulations augmentent lorsque l'on se rapproche de l'interface et peuvent atteindre 2 à 3 fois sa valeur moyenne ($\overline{u'w'}$).

Inversement, le tenseur des contraintes turbulentes $\langle u''w'' \rangle$ est peu sensible à la présence de la surface (hormis très localement au niveau de la face sous le vent de la vague). Cela signifie que les modulations observées sur le tenseur fluctuant sont uniquement dues aux contraintes induites.

Enfin, on notera que la moyenne du tenseur turbulent est très proche de $-0.2m^2.s^{-2}$, ce qui indique que le tenseur des contraintes fluctuantes est, en moyenne, principalement supporté par le tenseur des contraintes turbulentes, tandis que ses modulations sont majoritairement dues au tenseur des contraintes induites. Par ailleurs, ses modulations s'accroissent lorsque l'on se rapproche de la surface. Ces observations peuvent être traduites sous la forme mathématique suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle}{\partial \xi} &\gg \frac{\partial \langle u''w'' \rangle}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle}{\partial \phi} &\gg \frac{\partial \langle u''w'' \rangle}{\partial \phi} \\ \tilde{u}\tilde{w} &\ll u''w'' \end{aligned} \quad (9.17)$$

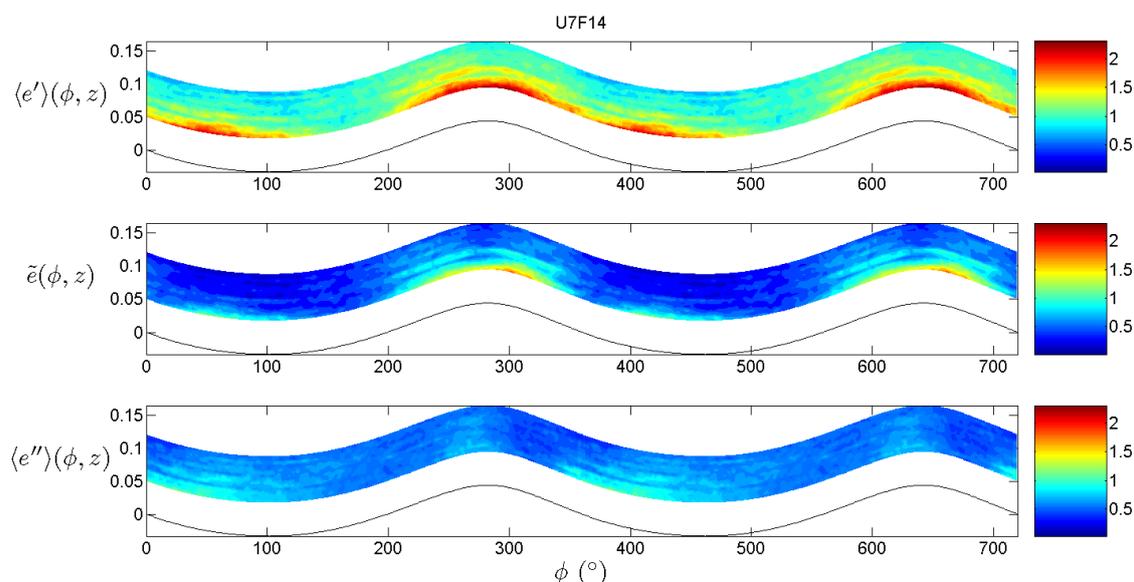


FIG. 9.3 – Décomposition de l'énergie cinétique de la turbulence en parties induites et turbulentes

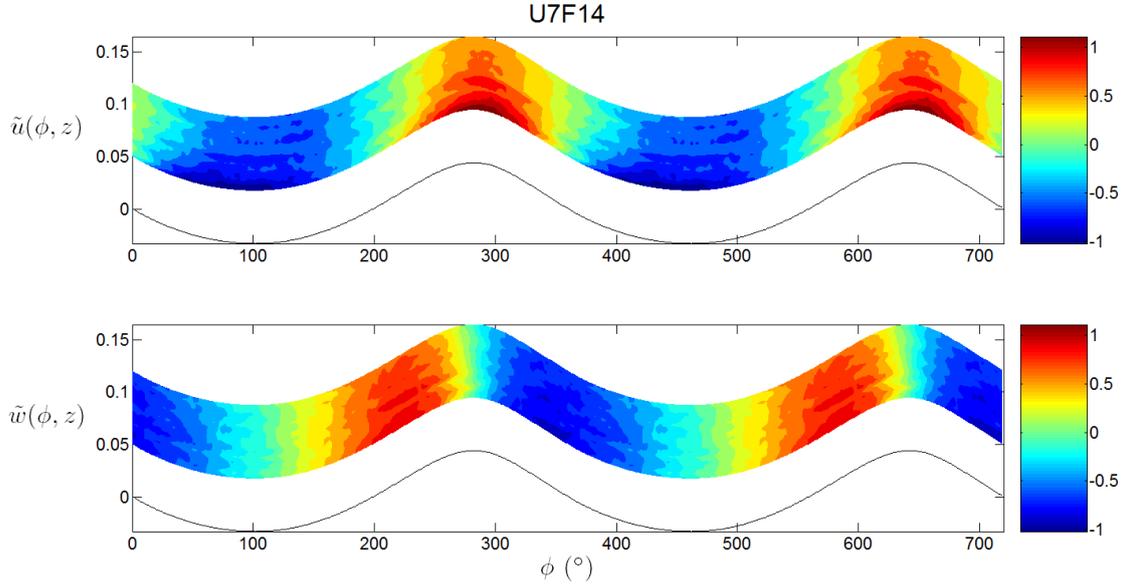


FIG. 9.4 – Composantes horizontales et verticales de la vitesse induite par les mouvements de l'interface

De la même manière, nous avons reporté sur la figure 9.3 l'évolution de l'énergie cinétique fluctuante $\langle e' \rangle(\phi, \xi)$ ainsi que ses composantes induites $\langle \tilde{e} \rangle(\phi, \xi) = \tilde{e}(\phi, \xi)$ et turbulentes $\langle e'' \rangle(\phi, \xi)$. On observe une modulation de l'énergie cinétique fluctuante le long du profil moyen des vagues qui s'amplifie à proximité de l'interface. Deux pics apparaissent dans cette répartition, l'un au niveau de la crête, l'autre sous le vent de la vague. Le maximum observé sur la crête est dû aux composantes induites, car la composante horizontale induite \tilde{u} croît fortement dans cette zone. Nous retrouvons cette information sur le graphe 9.4 qui présente les modulations des composantes horizontale et verticale de la vitesse induite. Sur cette figure, l'échelle des couleurs est graduée en $m.s^{-1}$. La composante \tilde{u} est en phase avec l'élévation de la surface η , effet caractéristique de la compression des lignes de courant au niveau des crêtes. La composante \tilde{w} est, elle, en quadrature de phase avec η , car cette composante est liée à la vitesse verticale de l'interface, donc à la dérivée temporelle de l'élévation $\frac{\partial \eta}{\partial t}$.

Contrairement au pic situé à la crête de la vague, le deuxième pic de l'énergie cinétique fluctuante, localisé sous le vent de la vague, est la résultante de l'augmentation locale des composantes induites et turbulentes de cette énergie. Le processus décrit précédemment au niveau de la crête reste valable dans le creux de la vague en ce qui concerne les mouvements induits. La contribution de la partie turbulente provient de la présence de la crête qui génère, via un effet d'abri ou un décollement, une distribution aléatoire des vitesses par rapport à l'écoulement moyen (au sens de la moyenne de phase). C'est donc une zone dans laquelle l'énergie cinétique turbulente augmente.

Nous reportons en annexes toutes ces courbes pour l'ensemble des cas traités (Figures A.14 à A.33). L'ensemble des résultats obtenus montre que, pour de faibles cam-

brures et vitesses de vent, les phénomènes décrits précédemment ont un impact faible sur la structure moyenne de l'écoulement. Par exemple, pour le cas U4F0, le champ de vagues est peu développé, les composantes induites sont très faibles ; le tenseur des composantes fluctuantes, ainsi que l'énergie cinétique ne sont pratiquement pas affectés par les mouvements de la surface et l'écoulement aérien est comparable à un écoulement situé au dessus d'une plaque plane.

Lorsque le vent augmente, les mouvements induits par la présence du champ de vagues se développent, et on peut alors percevoir leur effet sur l'écoulement d'air quand on se rapproche de la surface (cas U6F0, U7F0, U8F0 et U9F0).

Enfin pour tous les cas où le champ de vagues résulte de la superposition de vagues de vent et de vagues de batteur, l'effet des mouvements induits est visible pour l'ensemble des altitudes étudiées. Ceci est dû au fait que l'amortissement vertical des composantes induites est une fonction décroissante qui dépend de la longueur d'onde dominante.

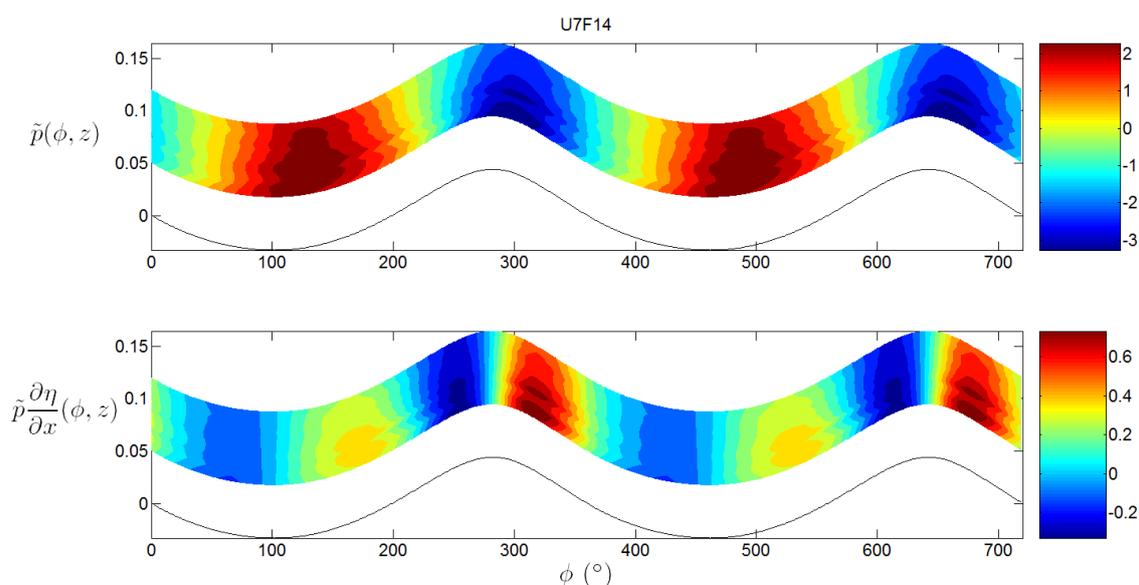


FIG. 9.5 – Pression statique induite et sa corrélation avec la pente des vagues

Sur la figure 9.5, sont représentées les évolutions de la pression statique induite $\tilde{p}(\phi, \xi)$ et de sa corrélation avec la pente moyenne des vagues $\left(\tilde{p} \frac{\partial \eta}{\partial x}\right)(\phi, \xi)$. Les échelles de couleurs sont graduées en Pascal. On constate que l'amplitude des fluctuations de pression le long de la vague est de l'ordre de $5 Pa$. La très faible amplitude de ces fluctuations de pression est à l'origine des difficultés à réaliser de telles mesures.

Dans nos mesures, on note que le déphasage entre les fluctuations de pression statique et l'interface est différent de 180° , permettant un transfert d'énergie du vent aux vagues via les forces de pression.

D'autre part, les modulations de la pression statique induite ne sont pas centrées autour de zéro, ce qui se traduit par des fluctuations de pression dissymétriques.

Concernant les corrélations Pression-Pente, le maximum est atteint en aval de la crête. Ce résultat est l'effet de la diminution importante de la pression et de l'augmentation locale de la cambrure dans cette zone.

Ces caractéristiques sont plus visibles sur un enregistrement temporel de ces variables réalisé à une altitude curviligne donnée (Figure 9.6).

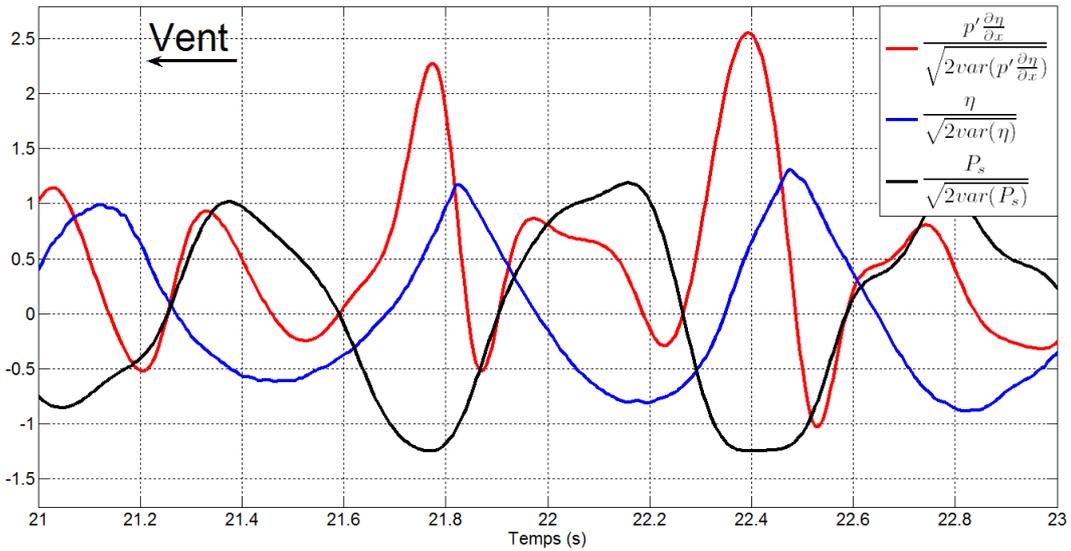


FIG. 9.6 – Enregistrement temporel de l'élévation, de la pression et du produit pression-pente

Pour finir, dans les cas où le vent est faible (U4F0, U4F12 et U4F14), les fluctuations de pression sont inférieures au pascal et présentent une évolution verticale difficilement explicable. Il semble que pour ces cas, nous ne soyons pas en mesure de déterminer correctement les fluctuations de pression.

9.3.2 Evolution des grandeurs moyennes en fonction de l'altitude

Dans cette partie, nous étudions l'importance relative des termes moyens qui interviennent dans le bilan du flux de quantité de mouvement (Eq. 9.15) en fonction de l'altitude ξ et pour les différents cas étudiés.

Dans un premier temps, nous nous sommes assurés que les termes liés à la viscosité de l'air sont négligeables aux altitudes auxquelles les mesures sont réalisées. Sur la figure 9.7 sont reportés les rapports $R_v^\xi = \frac{\tau_v^\xi}{\tau}$ et $\widetilde{R}_v^\xi = \frac{\widetilde{\tau}_v^\xi}{\tau}$ liés respectivement aux contraintes visqueuses τ_v^ξ (triangle) et $\widetilde{\tau}_v^\xi$ (rond). Tout deux représentent moins de 1 % de la contrainte totale et sont négligeables vis à vis des autres termes.

Dans la suite de l'étude, nous analysons la contribution des différents termes qui permettent d'estimer la contrainte totale τ^ξ exprimée dans le repère curviligne, que nous

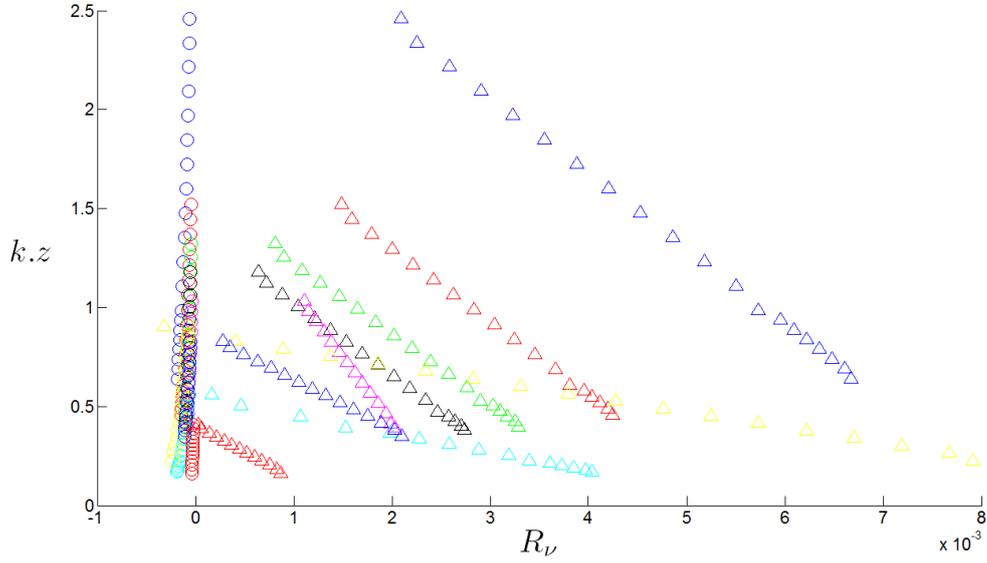


FIG. 9.7 – Contribution des termes visqueux à la contrainte totale

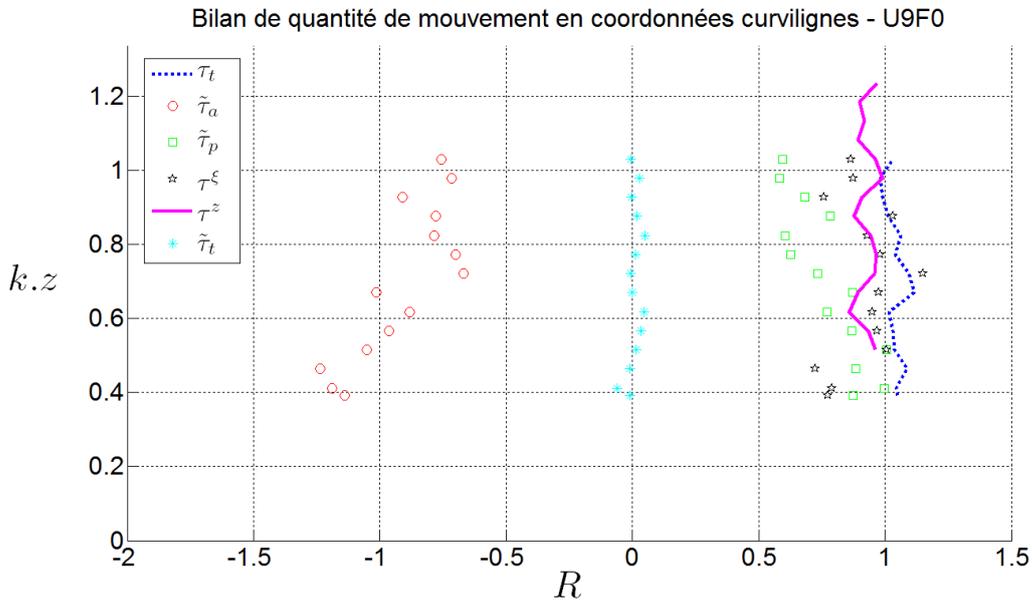


FIG. 9.8 – Contribution des termes moyens du bilan du flux de quantité de mouvement à la contrainte totale

comparons à la contrainte τ^z mesurée dans le repère fixe.

Sur la figure 9.8, nous présentons la contribution des différents termes (exprimés dans l'équation 9.15) à la contrainte totale τ en fonction de l'altitude normalisée kz pour le cas U9F0. La courbe magenta correspond à la contrainte totale normalisée $R^z = \frac{\tau^z}{\tau}$

mesurée sur support fixe, la courbe pointillée bleue à la contrainte turbulente normalisée $R_t^\xi = \frac{\tilde{\tau}_t^\xi}{\tau}$, les carrés verts aux contraintes de forme $\widetilde{R}_p^\xi = \frac{\tilde{\tau}_p^\xi}{\tau}$, les ronds rouges aux contraintes induites $\widetilde{R}_a^\xi = \frac{\tilde{\tau}_a^\xi}{\tau}$, les étoiles cyans aux contraintes turbulentes induites $\widetilde{R}_t^\xi = \frac{\tilde{\tau}_t^\xi}{\tau}$ et les étoiles noires à la somme des contraintes exprimées dans le repère mobile $R_t^\xi + \widetilde{R}_p^\xi + \widetilde{R}_a^\xi + \widetilde{R}_t^\xi$, qu'on peut exprimer sous la forme suivante $R^\xi = \frac{\tau^\xi}{\tau}$ en supposant que les contraintes visqueuses sont négligeables aux altitudes auxquelles sont réalisées les mesures.

Pour ces altitudes, on observe les points suivants :

- La contrainte totale τ^z n'évolue pas en fonction de l'altitude, confirmant l'existence de la couche à flux constant.
- La contrainte turbulente τ_t^ξ est pratiquement constante avec l'altitude et égale à la contrainte totale τ^z .
- La contrainte turbulente induite $\tilde{\tau}_t^\xi$ est nulle.
- La contrainte de forme $\tilde{\tau}_p^\xi$ et la contrainte d'avection induite $\tilde{\tau}_a^\xi$ évoluent avec l'altitude mais s'opposent, leur somme étant voisine de zéro.
- La somme de toutes les contraintes $\tau^\xi \simeq \tau_t + \tilde{\tau}_t^\xi + \tilde{\tau}_p^\xi + \tilde{\tau}_a^\xi$ est constante et égale à la contrainte totale τ^z mesurée en fixe.

Dans le cas observé, on retrouve la même valeur pour la contrainte totale, indépendamment de l'altitude, que ce soit dans un repère fixe ou dans un repère mobile. Ainsi, nos mesures concordent avec l'approche théorique utilisée.

Les autres cas étudiés sont reportés dans les annexes (Figures A.34 à A.43).

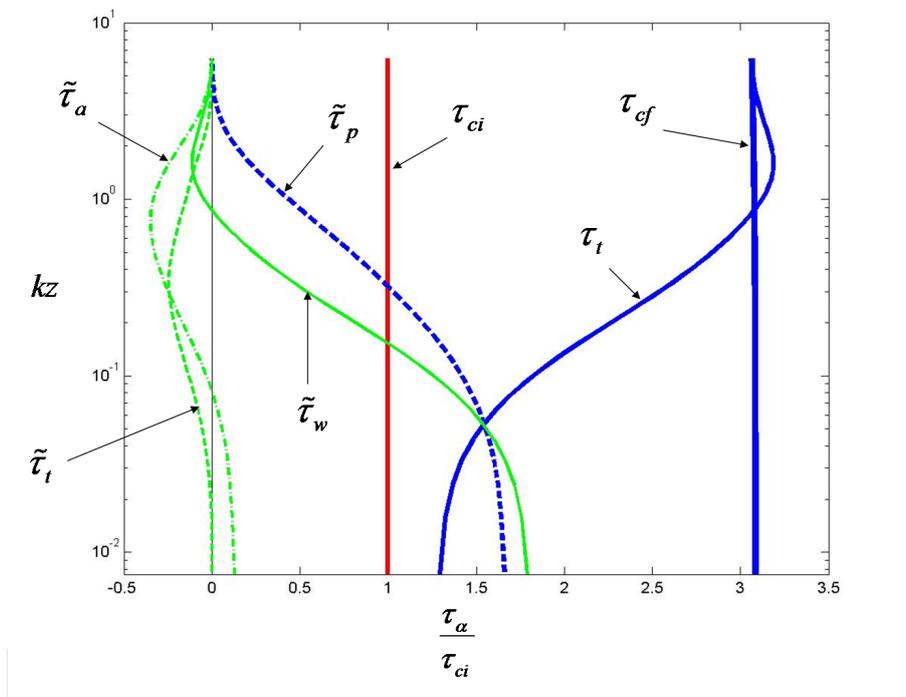
Si l'on s'intéresse aux vagues de vent (U4F0, U6F0, U7F0 et U8F0), on retrouve les mêmes évolutions verticales observées dans le cas U9F0 sauf en ce qui concerne $\tilde{\tau}_a^\xi$ et $\tilde{\tau}_p^\xi$. En effet, ces deux contraintes ne s'équilibrent plus, ce qui entraîne un biais entre la contrainte totale τ et la somme de toutes les contraintes τ^ξ constant avec l'altitude. Cette différence pourrait être due à un biais dans la mesure de la pression (dans $\tilde{\tau}_p^\xi$) et de la vitesse moyenne à partir du fil chaud (dans $\tilde{\tau}_a^\xi$).

Pour les vagues de batteur (U4F12, U4F14, U7F12, U7F14 et U10F10), les évolutions verticales des différentes contraintes sont différentes des évolutions observées pour les vagues de vent pures. On note en particulier que :

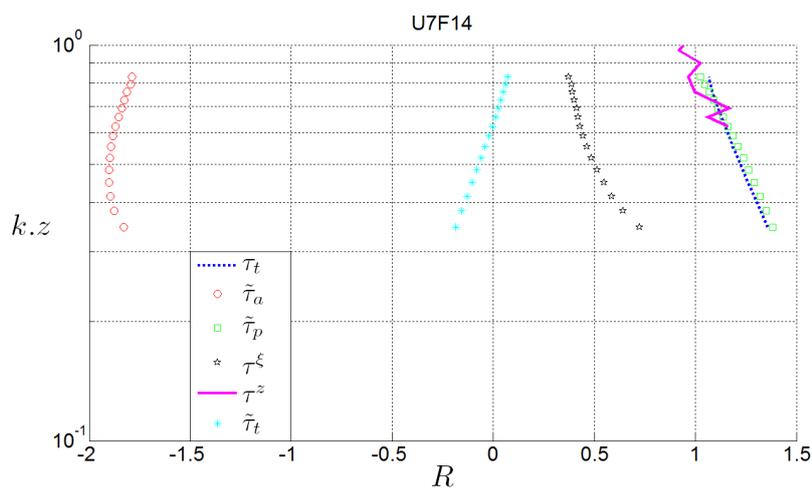
- τ_t augmente légèrement à l'approche de la surface
- $\tilde{\tau}_t^\xi$ a une contribution non négligeable qui augmente à l'approche de la surface.
- $\tilde{\tau}_a^\xi$ et $\tilde{\tau}_p^\xi$ saturent et même diminuent à l'approche de la surface. Ceci met en défaut la paramétrisation exponentielle des évolutions verticales avec l'altitude des corrélations Pression-Pente ainsi que l'extrapolation à la surface de ces corrélations pour estimer la traînée de forme.

9.3.3 Comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques

Sur la figure 9.9(a) sont reportées les répartitions en fonction de l'altitude kz (ou $k\xi$) des différentes contraintes calculées par le modèle numérique développé par Makin & Ku-



(a) Modèle Numérique



(b) Expériences

FIG. 9.9 – Comparaisons entre les résultats du modèle numérique et les résultats expérimentaux

dryavtsev (1999) et Kudryavtsev *et al.* (2001). Ce modèle, basé sur la théorie d'équilibre du spectre des vagues, estime les composantes induites par les mouvements de l'interface et donc les différentes contraintes induites et turbulentes dans un repère mobile. Cependant, ce modèle utilise un repère mobile différent du nôtre puisque l'amplitude de ses mouvements verticaux diminue avec l'altitude (voir Chalikov & Makin (1991)).

De plus, ce modèle étudie le taux d'accroissement des vagues sous l'action d'un écoulement d'air à flux constant à partir d'un état initial de l'état de mer et des caractéristiques moyennes de l'écoulement d'air (u_* , z_0 , U_{10} donnés). Le modèle décrit alors l'évolution du champ de vagues et de cet écoulement jusqu'à l'obtention d'un état d'équilibre.

Les contraintes calculées sont normalisées par la contrainte totale initiale τ_{ci} relative aux conditions initiales. Après le développement d'un nouveau champ de vagues et d'écoulement aérien, la contrainte totale finale τ_{cf} est différente de la contrainte initiale. Notons ici que le modèle numérique suppose un état de mer homogène instationnaire alors que nos observations sont relatives à un état de mer stationnaire et inhomogène puisque les vagues se développent avec le fetch. Pour nos expériences, les contraintes sont normalisées par la contrainte totale mesurée dans un repère fixe et à un endroit donné. Il est alors difficile de comparer quantitativement nos résultats avec les sorties du modèle, mais une comparaison qualitative des évolutions et ordres de grandeurs des différents termes peut permettre de justifier les différentes paramétrisations et hypothèses introduites dans le modèle.

Le cas présenté sur la figure 9.9(a) correspond à un état de mer où l'âge des vagues $\frac{U}{\mathcal{E}}$ est égal à 5, avec une cambrure ak proche de 0,3 et un coefficient de frottement initial \tilde{C}_d d'environ 0,003. Ces caractéristiques sont similaires à celles que nous observons pour le cas U7F14. Les contraintes induites et turbulentes pour ce cas sont présentées sur la figure 9.9(b).

Les évolutions verticales des termes induits liés aux composantes de la vitesse (τ_t^ξ , $\tilde{\tau}_a^\xi$ et $\tilde{\tau}_p^\xi$) sont qualitativement semblables aux résultats du modèle. Cependant, les ordres de grandeurs prédits par le modèle sont inférieurs aux valeurs expérimentales. La contrainte $\tilde{\tau}_p$ étant paramétrée par une exponentielle en $-\alpha kz$ dans le modèle, où α est lié à la cambrure des vagues, l'estimation de cette contrainte par le modèle ne peut être en accord avec nos résultats.

9.4 Conclusions

Nous nous sommes intéressés à l'estimation de la traînée de forme à partir de mesures des corrélations Pression-Pente. D'un point de vue théorique, il nous semble que l'extrapolation à l'altitude $z = 0$ par rapport au niveau de l'eau au repos (via une loi exponentielle) du profil vertical des corrélations Pression-Pente, mesurées dans un repère fixe cartésien, n'a pas de sens physique. De plus, à partir de différentes mesures réalisées sur un support fixe, nous avons montré que cette technique d'extrapolation fournit pour certains cas des valeurs de la traînée de forme aberrantes.

Une connaissance approfondie de cette contrainte passe par la mesure des corrélations Pression-Pente au plus près de l'interface air-eau. La réponse expérimentale à cette problématique nécessite de réaliser des mesures sur un support mobile asservi aux déplacements verticaux de l'interface. De plus, d'un point de vue physique, il nous semble plus correct d'estimer la traînée de forme à partir de l'extrapolation à l'altitude $\xi = 0$ par rapport au

CHAPITRE 9. Etude comparative de la mesure des flux de quantité de mouvement dans un repère fixe et dans un repère mobile

niveau instantané de l'interface du profil vertical des corrélations Pression-Pente mesurées dans un repère curviligne mobile.

Nous avons donc réalisé une série de mesures des composantes de l'écoulement à l'aide d'un suiveur à vagues. Parallèlement, nous avons écrit le bilan du flux de quantité de mouvement de l'air aux vagues dans un référentiel curviligne. Cela nous a permis de calculer les différents termes (liés aux mouvements moyens, induits et turbulents de l'écoulement) qui contribuent à la contrainte totale du vent vers les vagues dans ce repère.

La comparaison de nos résultats expérimentaux avec la théorie a permis de valider l'approche curviligne qui permet d'appréhender l'effet du déplacement des capteurs liés au suiveur à vagues sur la mesure de la contrainte totale dans un repère mobile. Nous avons montré que les différentes contributions jouent un rôle important dans la paramétrisation des échanges air-mer dans ce type de repère.

De plus, nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec les sorties issues du modèle numérique (Kudryavtsev *et al.* (2001) et Makin & Kudryavtsev (1999)) prenant en compte les mouvements induits par les vagues. Cette comparaison a mis en évidence la capacité du modèle à reproduire qualitativement les évolutions verticales des différentes contraintes qui interviennent dans le bilan du flux de quantité de mouvement écrit dans des repères mobiles.

Enfin, nous avons montré que, même à partir de mesures réalisées sur un support mobile, l'utilisation d'une extrapolation à la surface des corrélations Pression-Pente ne peut être satisfaisante pour estimer la traînée de forme.

Chapitre 10

Analyse critique de la méthode Inertio-Dissipative en présence d'ondes de surface

10.1 La méthode Inertio-Dissipative

La méthode Inertio-Dissipative (IDM) permet de calculer le flux de quantité de mouvement à partir du spectre de la composante horizontale du vent. On exploite la zone inertielle de ce spectre, dans laquelle l'énergie cinétique est transférée des grandes échelles vers les petites avec une pente spectrale logarithmique en $-5/3$, d'après la théorie de Kolmogorov (1941). D'après ce même auteur, la densité spectrale du vent est directement fonction du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Le taux de dissipation est quant à lui relié à la vitesse de frottement $u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}}$ par l'équation du bilan de l'énergie cinétique turbulente. Cette méthode présente l'avantage de ne s'intéresser qu'aux petites échelles de la turbulence, ce qui permet de s'affranchir des perturbations basses fréquences qui résultent des mouvements du support (bouée ou bateau) à partir duquel les mesures sont réalisées. En effet, la mesure directe de u_* (Eddy-Correlation Method) nécessite de connaître les composantes horizontales u et verticales w de la vitesse du vent. Lorsque ces mesures sont réalisées par ECM sur un support mobile, les composantes de la vitesse doivent être corrigées afin d'éliminer les perturbations induites par les mouvements du support. Ces corrections nécessitent une instrumentation supplémentaire conséquente et un traitement des données lourd. C'est pourquoi la méthode Inertio-Dissipative est largement utilisée lors de campagnes de mesure des flux en mer.

10.2 L'équation bilan de l'énergie cinétique de la turbulence

Nous nous proposons d'étudier en détail les équations et les hypothèses qui conduisent à la formulation mathématique de la méthode Inertio-Dissipative. La formulation du bilan de l'énergie cinétique est issue des équations de Navier-Stokes et de l'équation de continuité

écrites dans un repère cartésien :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (10.1)$$

où la répétition d'un indice indique la sommation. On notera que l'équation de continuité implique les égalités suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ \frac{\partial p u_i}{\partial x_i} = u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + p \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} \end{cases} \quad (10.2)$$

En utilisant les propriétés de la dérivée, on obtient les relations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i u_i}{\partial x_j} = 2u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ \frac{\partial u_i u_i u_j}{\partial x_j} = u_i \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} + u_i u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 2u_i \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \\ u_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{cases} \quad (10.3)$$

On utilise une décomposition des composantes de la vitesse et de la pression en parties moyennes (\bar{u}_i, \bar{p}) et fluctuantes (u'_i, p') telle que :

$$\begin{cases} u_i = \bar{u}_i + u'_i \\ p = \bar{p} + p' \end{cases} \quad (10.4)$$

Avec cette décomposition, les équations du système 10.1 s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j^2} \\ \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (10.5)$$

En appliquant l'opérateur de la moyenne temporelle à ces équations, on obtient les équations de Reynolds :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (10.6)$$

En soustrayant le système 10.6 au système 10.5, on obtient les équations des composantes fluctuantes :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_i u'_j - \overline{u'_i u'_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} \quad (10.7)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (10.8)$$

Ensuite, on multiplie l'équation 10.7 par u'_i , ce qui donne, en utilisant les propriétés 10.2 et 10.3 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \frac{1}{2} u'_i u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \frac{1}{2} u'_i u'_i}{\partial x_j} + u'_i u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j (\frac{1}{2} u'_i u'_i)}{\partial x_j} - u'_i \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p' u'_i}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u'_i \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\nu}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (10.9)$$

On introduit le tenseur du taux de cisaillement $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ et l'énergie cinétique fluctuante $e' = \frac{1}{2} \sum_i u_i'^2$. Les étapes suivantes consistent à sommer ces équations en incrémentant l'indice i , puis à réaliser une moyenne temporelle de tous les termes. On obtient alors l'équation bilan de l'énergie cinétique de la turbulence :

$$\underbrace{\frac{De'}{Dt}}_1 = \frac{\partial \bar{e}'}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{e}'}{\partial x_i} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_2 - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p' u'_i}}{\partial x_i}}_3 - \underbrace{\frac{\partial \overline{e' u'_i}}{\partial x_i}}_3 + \underbrace{2\nu \frac{\partial \overline{u'_i S'_{ij}}}{\partial x_j}}_4 - \underbrace{2\nu \overline{S'_{ij}{}^2}}_5 \quad (10.10)$$

Chaque indice (i, j) indique alors une sommation et les termes 1 à 6 représentent respectivement :

1. Le taux de variation de l'énergie cinétique turbulente = TEC' .
2. Production fluctuante = $Prod'$ = énergie transférée de l'écoulement moyen aux structures fluctuantes sous l'action des tensions de Reynolds.
3. Diffusion de la turbulence par elle-même = $Diff'$.
4. Diffusion visqueuse de la turbulence = $Diff'_\nu$.
5. Dissipation visqueuse de la turbulence = $Diss'_\nu = \epsilon$.

La méthode Inertio-Dissipative utilise les hypothèses classiques pour décrire un écoulement aérien plan, soit :

- Écoulement statistiquement stationnaire et homogène suivant \vec{x}
 $\Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} = 0$ et $\frac{\partial}{\partial x} = 0$,

- Ecoulement bi-dimensionnel $\Rightarrow \bar{v} = 0$ et $v' = 0$, $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ et $e' = \frac{1}{2}(u'^2 + w'^2)$,
- Le vent est en moyenne unidirectionnel de composante $\bar{u} \Rightarrow \bar{w} = 0$,
- La diffusion visqueuse est négligeable,

Sous ces hypothèses, l'équation 10.10 s'écrit :

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{e'w'}}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p'w'}}{\partial z} - \epsilon = 0 \quad (10.11)$$

S'ajoutent encore des hypothèses supplémentaires qui permettent de coupler directement la dissipation visqueuse à la vitesse de frottement :

- Le profil vertical de la vitesse horizontale est logarithmique $\Rightarrow \bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$
- La couche limite est une couche à flux constant $\Rightarrow u_*(z) = cste$
- La turbulence est homogène, isotrope et en équilibre local dans la zone inertielle \Rightarrow Paramétrisation de la dissipation visqueuse.
- L'hypothèse de Taylor est vérifiée \Rightarrow les structures turbulentes de l'écoulement sont advectées à la vitesse moyenne de l'écoulement.
- Les termes de diffusion de la turbulence sont négligeables $\Rightarrow Diff' = 0$

Ainsi, on relie directement u_* à ϵ via l'équation suivante :

$$u_* = (\kappa z \epsilon)^{\frac{1}{3}}, \quad (10.12)$$

et à partir des propriétés de la densité spectrale d'énergie P_{uu} de la composante horizontale de la vitesse, parmi lesquelles la pente de ce spectre est égale à $-5/3$ dans la zone inertielle, la paramétrisation de la dissipation visqueuse peut se faire de deux manières différentes :

- La première (que nous avons utilisée dans notre étude) ne prend en compte qu'une partie du spectre de u en utilisant les propriétés de la zone inertielle.

$$\epsilon = \frac{2\pi}{\bar{u}} C_2^{-3/2} f^{5/2} P_{uu}^{3/2} \quad (10.13)$$

où C_2 est une constante expérimentale égale à 0,5 et où le produit $f^{5/2} P_{uu}^{3/2}$ est constant dans la zone inertielle.

- La deuxième prend en compte la totalité du spectre de u

$$\epsilon = \underbrace{15\nu \int_0^\infty k^2 P_{uu}(k) dk}_{\text{via l'hypothèse de Taylor}} = \frac{60\pi^2\nu}{\bar{u}} \int_0^\infty f^2 P_{uu}(f) df \quad (10.14)$$

10.3 Limites de la méthode Inertio-Dissipative en présence de vagues

Bien que la méthode Inertio-Dissipative soit une technique largement utilisée, certains auteurs (Donelan *et al.* (1997) et Drennan *et al.* (1999)) ont montré que la méthode ECM et la méthode IDM donnent des résultats différents en présence de houle. D'autres auteurs

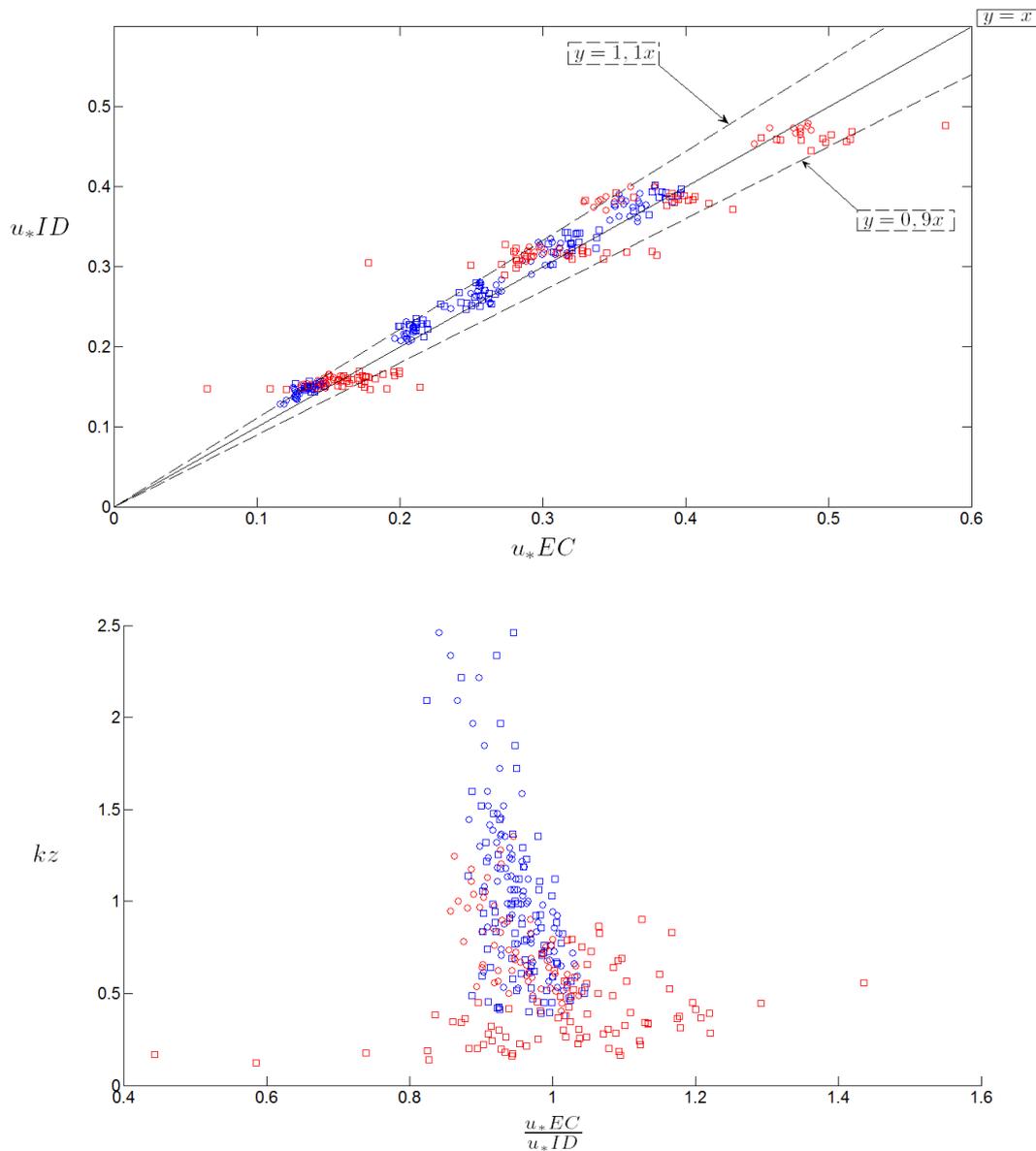


FIG. 10.1 – Comparaison entre vitesse de frottement estimée par la méthode ID et la méthode EC. Ronds = mesures réalisées sur support fixe ; Carrés = mesures réalisées sur support mobile ; Bleu = vagues uniquement générées par le vent ; Rouge = Vagues générées par le vent et le batteur

remettent en question l'hypothèse de la nullité des termes de diffusion de la turbulence. On peut citer Janssen (1992) qui évalue de manière théorique, en présence de vagues, le terme de transport lié au gradient vertical des corrélations Pression-Vitesse ($\frac{\partial \overline{p'w'}}{\partial z}$), ou bien les travaux de Dupuis *et al.* (1997) où les corrélations $\overline{p'w'}$ sont paramétrées dans le cas d'un écoulement stratifié.

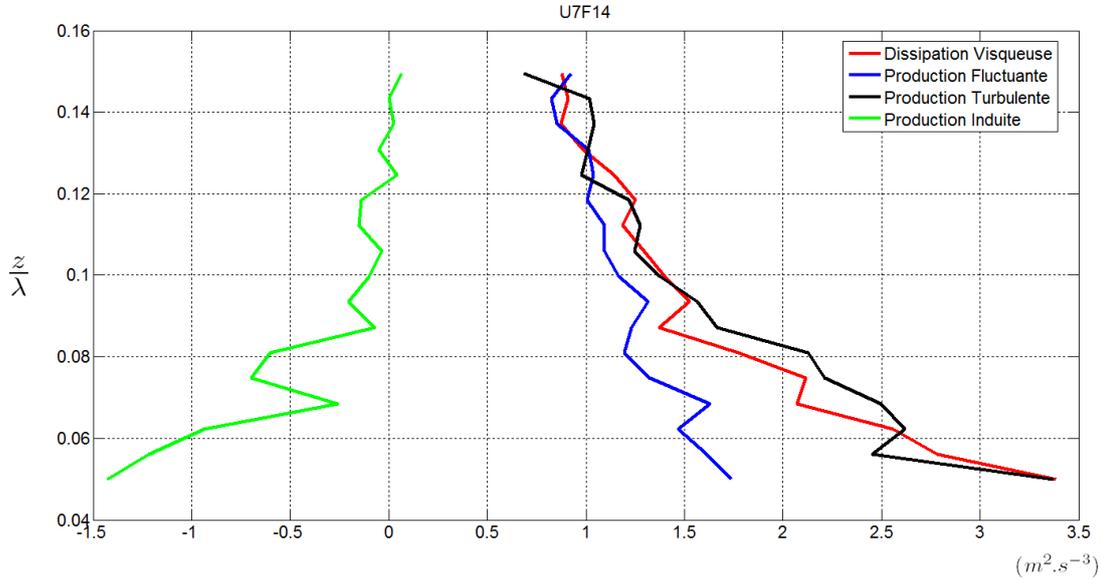


FIG. 10.2 – Profils verticaux des termes de production et de dissipation visqueuse de la turbulence

Pour notre part, nous observons qu'il n'y a pas toujours égalité entre la vitesse de frottement estimée à partir de la méthode Inertio-Dissipative (IDM) et à partir de la méthode directe (ECM). En effet, en présence de vagues, les deux méthodes concordent lorsque l'on se trouve loin de l'interface, cependant lorsque l'on se rapproche de la surface, les deux méthodes divergent.

Sur la figure 10.1, nous comparons les vitesses de frottement obtenues en utilisant les deux techniques de mesures (IDM et ECM) pour l'ensemble des cas étudiés. Dans la grande majorité des cas, les deux techniques fournissent des résultats similaires (avec moins de 10 % d'écart). Par contre, pour des altitudes $\frac{z}{\lambda} < 0.1$, l'écart entre les deux méthodes augmente fortement. Les écarts importants concernent en particulier les cas où le champ de vagues est composé de vagues de vent et de vagues de batteur, notamment pour les mesures réalisées sur le suiveur à vagues.

Afin de déterminer l'origine de la divergence des résultats entre ces deux méthodes, on étudie l'évolution des termes de production et de dissipation visqueuse de la turbulence en fonction de l'altitude pour le cas U7F14 à partir des mesures réalisées sur le suiveur à vagues.

Sur la figure 10.2, la production (courbe bleue) est égale à la dissipation visqueuse (courbe rouge) pour des altitudes supérieures au dixième de la longueur d'onde λ ($kz > 0.6 \Leftrightarrow \frac{z}{\lambda} > 0.1$), ce qui confirme l'hypothèse d'une turbulence en équilibre local. Mais pour des altitudes inférieures, cette hypothèse n'est plus vérifiée et le bilan local de l'énergie cinétique ne peut se résoudre aux seuls termes de production et de dissipation visqueuse de la turbulence.

A ce stade, cette différence à faible altitude peut s'expliquer soit par la non nullité du terme de diffusion de la turbulence, soit par une mauvaise paramétrisation de la dissipation visqueuse.

Nous nous proposons dans les paragraphes suivants, de discuter ces deux points.

10.4 La diffusion de la turbulence

Le calcul des termes de diffusion de la turbulence est actuellement un domaine totalement ouvert. Les termes de diffusion se décomposent en deux termes liés aux gradients verticaux des corrélations Pression-Vitesse ($\overline{p'w'}$) et des corrélations Vitesse-Vitesse ($\overline{e'w'}$). Le problème est alors d'estimer avec précision ces deux corrélations afin de calculer leurs gradients respectifs. En ce qui concerne la corrélation Pression-Vitesse, les fluctuations de pression sont quasiment en quadrature de phase avec les fluctuations de la composante verticale de la vitesse aux fréquences proches de l'onde dominante du champ de vagues. Ceci implique que le calcul de cette corrélation nécessite de prendre des précautions importantes au niveau de la mesure. Nous avons mené différentes études de convergence de ces corrélations au dessus de vagues de vent (cas U7F0 et U9F0) en effectuant les mesures sur support fixe à l'altitude $z = 0.08m$. Les résultats de cette étude sont reportés sur les graphes 10.3.

Sur la figure 10.3(a) sont représentés les cospectres entre p' et w' . Ces cospectres présentent un pic à la fréquence des ondes dominantes. Cela signifie que les corrélations Pression-Vitesse sont supportées principalement par les fluctuations induites par les vagues. Or le déphasage entre la pression et la composante verticale de la vitesse tend vers 90° (figure 10.3(e)) à la fréquence dominante du champ de vagues, ce qui suppose que les corrélations Pression-Vitesse associées aux mouvements induits sont très faibles et que la convergence de ces corrélations est difficilement atteinte (figure 10.3(c)).

En ce qui concerne les corrélations Vitesse-Vitesse, les seules structures cohérentes apparaissent à basse fréquence. Cela peut être un effet lié au passage des groupes de vagues plutôt qu'à l'onde dominante. Cette corrélation est donc faible et converge difficilement (Figures 10.3(b), 10.3(d) et 10.3(f)).

Les profils verticaux des corrélations $\overline{p'w'}$ et $\overline{e'w'}$ sont reportés sur la figure 10.4. Les corrélations Pression-Vitesse présentent une évolution vertical très dispersive, ce qui nécessite d'extrapoler les points expérimentaux par une loi mathématique (linéaire, polynomiale, exponentielle, ...) afin de pouvoir calculer le gradient vertical. Même si la dispersion est moins marquée au niveau du profil des corrélations Vitesse-Vitesse, l'extrapolation des données expérimentales est nécessaire.

Or cette méthode implique que le calcul des gradients verticaux est fortement dépendant de la loi choisie pour l'extrapolation. On a pu observer que l'estimation de ces gradients varie fortement selon la régression choisie.

Il est donc bien difficile de calculer l'ordre de grandeur des termes de diffusion de la turbulence avec un intervalle de confiance satisfaisant.

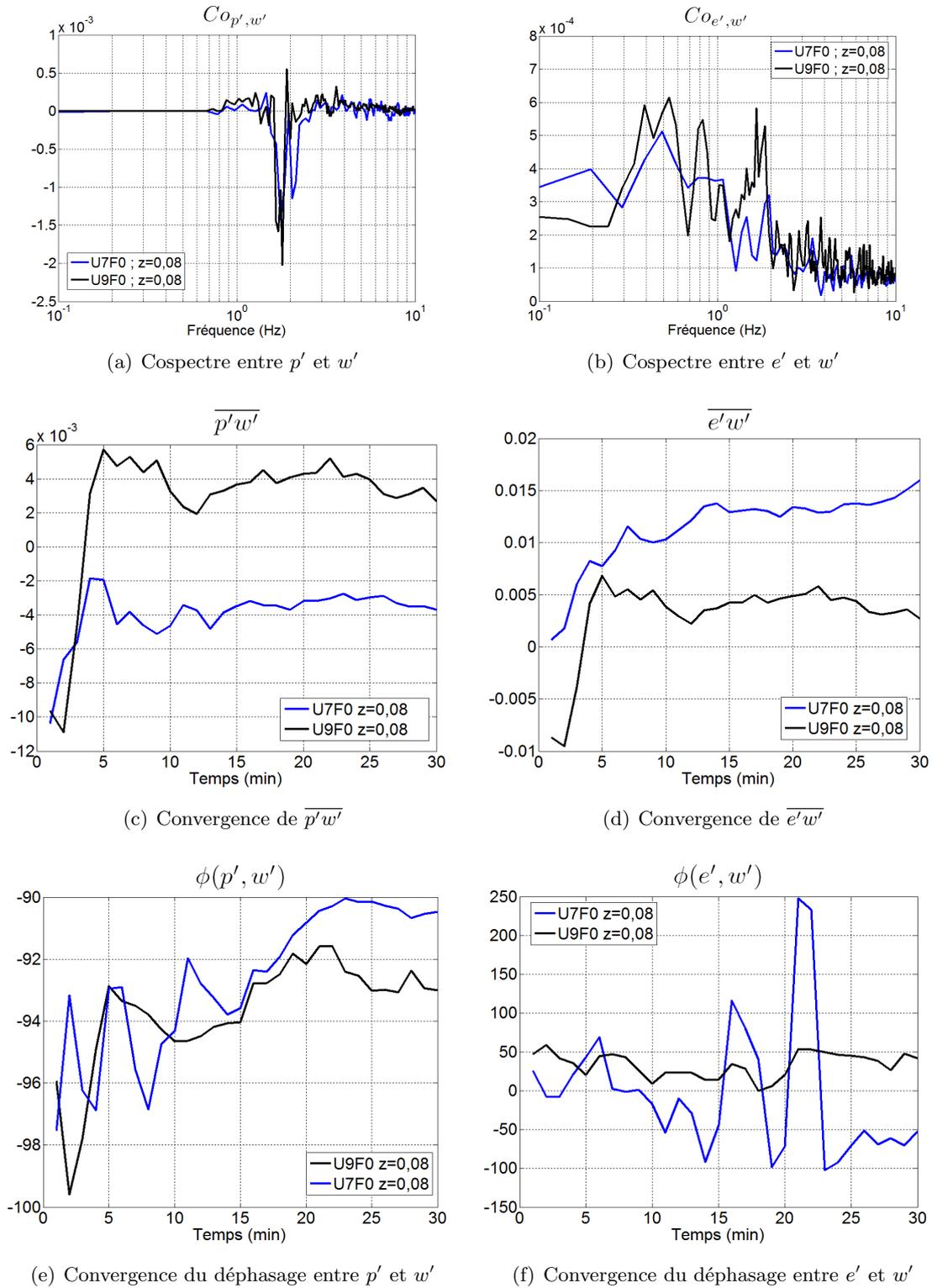


FIG. 10.3 – Etude des corrélations Pression-Vitesse et Vitesse-Vitesse

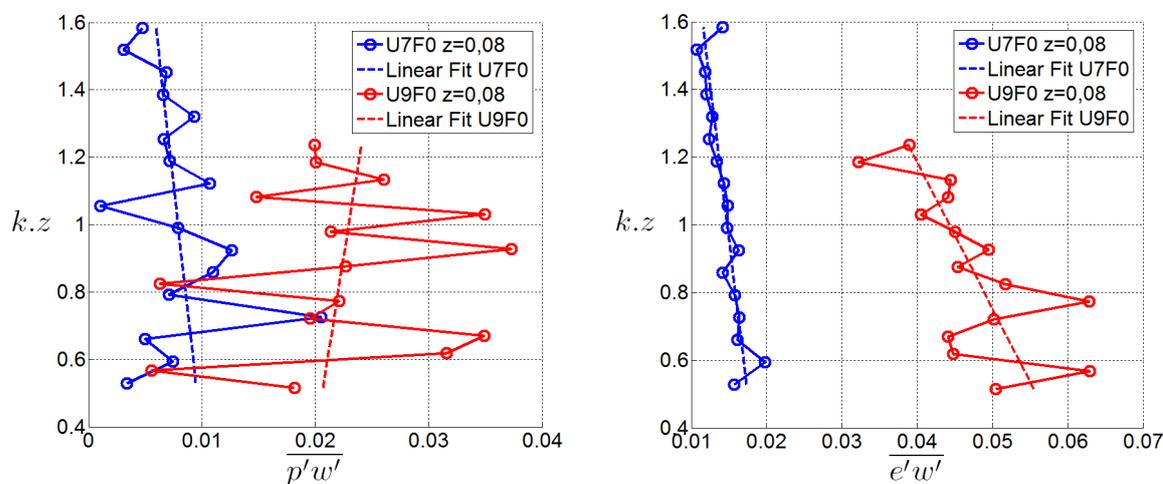


FIG. 10.4 – Profils verticaux des corrélations $\overline{p'w'}$ et $\overline{e'w'}$

10.5 La paramétrisation de la dissipation visqueuse

L'écriture exacte du terme de dissipation visqueuse fait apparaître des produits de gradients verticaux et horizontaux des composantes fluctuantes de la vitesse de l'écoulement. Cependant, la dissipation de la turbulence par la viscosité s'effectue à des échelles spatiales très petites, ce qui implique que les gradients doivent être calculés à ces échelles. Il est alors quasiment impossible de calculer directement ces gradients à partir de mesures expérimentales. Pour ces raisons, il est nécessaire de paramétrer la dissipation visqueuse à partir de données moyennes ou statistiques de l'écoulement. Comme nous l'avons vu précédemment, il existe plusieurs paramétrisations de la dissipation visqueuse qui sont basées à la fois sur des hypothèses sur la structure de la turbulence et sur des données expérimentales réalisées sur plaque plane. Ces paramétrisations reposent sur trois hypothèses fortes :

- Turbulence localement isotrope
- Hypothèse de Taylor
- Théorie de Kolmogorov

Or l'hypothèse d'isotropie locale de la turbulence peut être remise en question au voisinage de la surface parcourue par des ondes majoritairement bi-dimensionnelles. Il est probable que ces ondes amplifient les fluctuations des vitesses longitudinales et verticales au détriment de la composante transversale. Il serait donc intéressant de prendre en compte ce caractère bi-dimensionnel dans la paramétrisation de la dissipation via des coefficients correcteurs appliqués aux différents gradients des composantes transversales.

L'hypothèse de Taylor, qui permet de relier l'espace au temps en supposant que les champs turbulents sont convectés à la vitesse moyenne de l'écoulement, peut aussi être remise en question. En effet, si l'on s'intéresse aux fluctuations générées par les mouvements de l'interface, celles-ci sont liées à la cinématique du champ de vagues et sont donc convectées à la vitesse de phase des ondes de surface. Ainsi, l'hypothèse de Taylor ne peut être appliquée aux échelles des fluctuations induites.

D'ailleurs, si l'on revient sur la figure 10.2, où les productions induites ($\widetilde{Prod} =$

$-\overline{u\bar{w}}\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}$) et turbulentes ($Prod'' = -\overline{u''w''}\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}$), calculées à partir de la décomposition des composantes fluctuantes en parties induites et turbulentes, sont également reportées, on montre qu'il y a égalité entre la production turbulente et la dissipation visqueuse. La paramétrisation de la dissipation visqueuse ne semble pas être en mesure de prendre en compte les perturbations induites par les vagues.

Ce défaut de la paramétrisation peut également être lié à la théorie de Kolmogorov. Cette dernière qui suppose l'existence d'une zone inertielle dans laquelle l'énergie cinétique est transférée des grandes échelles vers les petites avec une pente spectrale logarithmique en $-5/3$.

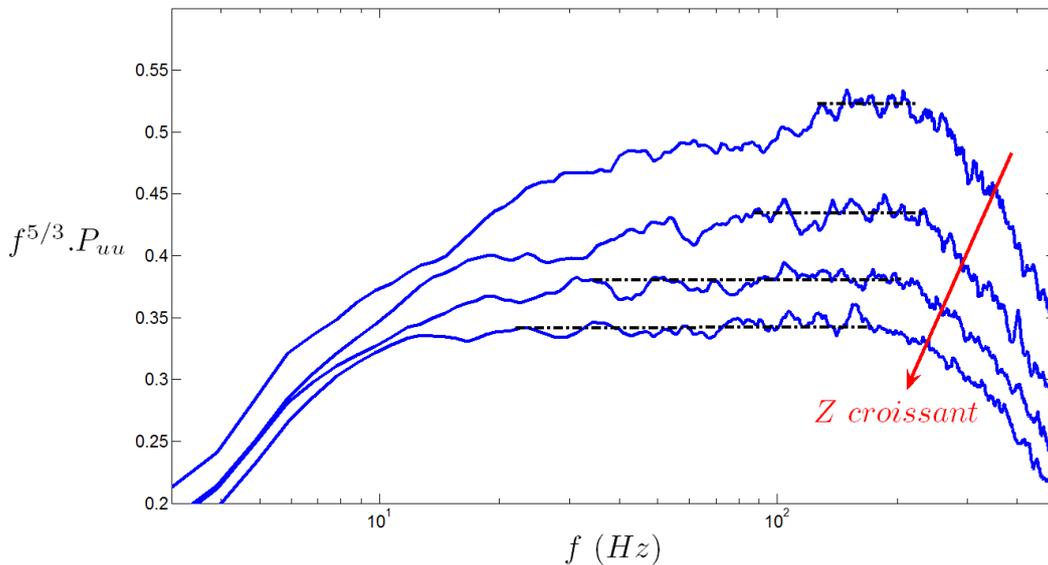


FIG. 10.5 – Evolution du spectre de u en fonction de l'altitude

Sur la figure 10.5, nous avons tracé le spectre de u à différentes altitudes afin d'appréhender l'évolution des caractéristiques statistiques de l'écoulement lorsque l'on se rapproche de la surface. Nous avons utilisé une représentation de $f^{5/3}P_{uu}$ en fonction de f afin de faire apparaître la zone inertielle. On s'aperçoit alors que, loin de la surface, la zone inertielle couvre un large domaine spectral, mettant en évidence la cascade d'énergie de la turbulence pour ces échelles. Par contre, lorsque l'on se rapproche de l'interface, la zone inertielle ne couvre qu'une partie réduite du domaine spectral. Cette tendance pourrait être liée aux composantes induites par les vagues.

Il serait donc intéressant d'étudier les interactions entre les structures turbulentes et les composantes induites par les vagues. Nous avons mis en évidence que les vagues génèrent un terme de production induite qui met en défaut l'équilibre local entre production et dissipation de la turbulence. En étudiant les interactions entre énergie cinétique induite et énergie cinétique turbulente, nous pourrions estimer les transferts énergétiques qui s'effectuent entre les deux structures de l'écoulement.

Nous nous proposons donc d'écrire le bilan de l'énergie cinétique en décomposant les

variables de l'écoulement en parties moyennes, induites et turbulentes.

10.6 Les interactions entre les fluctuations turbulentes et les fluctuations induites

Nous nous proposons ici d'étudier en détail le bilan de l'énergie cinétique, en décomposant les variables en parties moyennes, induites et turbulentes. Cette écriture permet d'écrire les bilans de l'énergie cinétique associés à chaque structure de l'écoulement. De plus, cela fait apparaître des termes liés aux transferts d'énergie cinétique d'une structure à une autre.

L'équation de continuité conduit à :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i''}{\partial x_i} = 0 \quad (10.15)$$

Les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\frac{\partial(\bar{u}_i + \tilde{u}_i + u_i'')}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i + \tilde{u}_i + u_i'')(\bar{u}_j + \tilde{u}_j + u_j'')}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + \tilde{p} + p'')}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2(\bar{u}_i + \tilde{u}_i + u_i'')}{\partial x_j^2} \quad (10.16)$$

En appliquant l'opérateur de la moyenne temporelle à ces équations, on obtient les équations du mouvement moyen :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i'' u_j''} + \bar{u}_i \tilde{u}_j) \quad (10.17)$$

De même, en appliquant l'opérateur moyenne de phase $\langle \rangle$ aux équations 10.16, on obtient :

$$\frac{\partial(\bar{u}_i + \tilde{u}_i)}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \tilde{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + \tilde{p})}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2(\bar{u}_i + \tilde{u}_i)}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j + \langle u_i'' u_j'' \rangle) \quad (10.18)$$

Ainsi, en soustrayant 10.17 à 10.18, on obtient les équations des mouvements induits :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \tilde{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i'' u_j''} - \langle u_i'' u_j'' \rangle) \quad (10.19)$$

Et, en soustrayant 10.18 à 10.16, on obtient les équations des mouvements turbulents :

$$\frac{\partial u_i''}{\partial t} + (\bar{u}_j + \tilde{u}_j) \frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + u_j'' \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p''}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i''}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u_i'' u_j'' \rangle - u_i'' u_j'') \quad (10.20)$$

Afin d'obtenir le bilan de l'énergie cinétique turbulente, il faut multiplier les équations 10.20 par u_i'' , ce qui après simplifications donne :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \frac{1}{2} u_i'' u_i''}{\partial t} + (\bar{u}_j + \tilde{u}_j) \frac{\partial \frac{1}{2} u_i'' u_i''}{\partial x_j} + u_i'' u_j'' \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) \\ = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'' u_i''}{\partial x_i} + 2\nu \frac{\partial u_i'' S_{ij}''}{\partial x_j} - 2\nu S_{ij}''^2 + u_i'' \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j'' \frac{1}{2} u_i'' u_i''}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (10.21)$$

L'étape suivante consiste à sommer ces trois équations afin de former le terme explicitant l'énergie cinétique turbulente $e'' = \frac{1}{2} \sum_i u_i''^2$. Ainsi, pour les équations suivantes, les indices i et j indiquent la sommation :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial e''}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial e''}{\partial x_j} + \tilde{u}_j \frac{\partial e''}{\partial x_j} + u_i'' u_j'' \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) \\ = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'' u_i''}{\partial x_i} + 2\nu \frac{\partial u_i'' S_{ij}''}{\partial x_j} - 2\nu S_{ij}''^2 + u_i'' \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j'' e''}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (10.22)$$

Enfin, la dernière étape consiste à appliquer successivement la moyenne de phase puis la moyenne temporelle :

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{D\bar{e}''}{dt}}_1 = & - \underbrace{\left(\frac{u_i'' u_j''}{\rho} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)}_2 - \underbrace{\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'' u_i''}{\partial x_i} + \frac{\partial e'' u_i''}{\partial x_i} \right)}_3 \\ & - \underbrace{\langle u_i'' u_j'' \rangle \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}_4 - \underbrace{\tilde{u}_i \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial x_i}}_5 + \underbrace{2\nu \frac{\partial \bar{u}_i'' S_{ij}''}{\partial x_j}}_6 - \underbrace{2\nu \bar{S}_{ij}''^2}_7 \end{aligned} \quad (10.23)$$

où les termes 1 à 7 représentent respectivement :

1. Taux de variation de l'énergie cinétique turbulente = TEC'' .
2. Production turbulente = $Prod''$ = énergie transférée de l'écoulement moyen aux structures turbulentes sous l'action des tensions de Reynolds turbulentes.
3. Diffusion de la turbulence par elle-même = $Diff''$.
4. Production de turbulence par les mouvements induits = \widetilde{Prod}'' = énergie transférée de l'écoulement induit aux structures turbulentes sous l'action des tensions de Reynolds turbulentes.
5. Diffusion de la turbulence par les mouvements induits = \widetilde{Diff}''_1 .
6. Diffusion visqueuse de la turbulence = $Diff''_\nu$.
7. Dissipation visqueuse de la turbulence = $Diss''_\nu = \epsilon''$.

De la même manière, on peut calculer les équations de l'énergie cinétique induite :

$$\underbrace{\frac{D\bar{\epsilon}}{Dt}}_1 = \underbrace{-\bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_2 - \underbrace{\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p} \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\epsilon} \bar{u}_i}{\partial x_i} \right)}_3 - \underbrace{\bar{u}_i \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_j}}_4 + \underbrace{2\nu \frac{\partial \bar{u}_i \bar{S}_{ij}}{\partial x_j}}_5 - \underbrace{2\nu \bar{S}_{ij}^2}_6 \quad (10.24)$$

où les termes 1 à 6 représentent respectivement :

1. Taux de variation de l'énergie cinétique induite = \widetilde{TEC} .
2. Production induite = \widetilde{Prod} = énergie transférée de l'écoulement moyen aux structures induites par les mouvements de l'interface sous l'action des tensions de Reynolds induites.
3. Diffusion de la turbulence induite par elle-même = \widetilde{Diff} .
4. Diffusion de la turbulence par les mouvements induits = \widetilde{Diff}''_2 .
5. Diffusion visqueuse de la turbulence = \widetilde{Diff}'_ν .
6. Dissipation visqueuse de la turbulence = $\widetilde{Diss}_\nu = \bar{\epsilon}$.

On notera qu'en sommant les équations 10.23 et 10.24, on retrouve le bilan de l'énergie cinétique écrit à partir des variables uniquement décomposées en parties moyennes et fluctuantes :

$$\begin{aligned} TEC' &= \widetilde{TEC} + TEC'' & (10.25) \\ Prod' &= \widetilde{Prod} + Prod'' \\ Diff'_\nu &= \widetilde{Diff}'_\nu + Diff''_\nu \\ Diss'_\nu &= \widetilde{Diss}_\nu + Diss''_\nu \quad \Leftrightarrow \quad \epsilon = \bar{\epsilon} + \epsilon'' \\ Diff' &= \widetilde{Diff} + Diff'' + \widetilde{Diff}''_1 + \widetilde{Diff}''_2 \\ \text{car } -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p' u'_i}{\partial x_i} &= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p} \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial p'' u''_i}{\partial x_i} \right) \\ \text{et } -\frac{\partial e' u'_i}{\partial x_i} &= -\frac{\partial \bar{\epsilon} \bar{u}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial e'' u''_i}{\partial x_i} - \langle u_i'' u_j'' \rangle \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \bar{u}_i \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial x_i} - \bar{u}_i \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_j} \end{aligned}$$

A partir de ces équations, il nous est maintenant possible de traiter séparément le bilan local de l'énergie cinétique pour chaque structure de l'écoulement, mais aussi d'estimer la dissipation visqueuse à l'échelle des perturbations liées aux mouvements de l'interface.

Toutefois, nos mesures ayant été réalisées à l'aide d'un suiveur à vagues, il nous a semblé primordial d'écrire ces équations bilan dans le repère curviligne lié aux mouvements de l'interface.

10.7 Bilan de l'énergie cinétique de la turbulence écrit dans un repère curviligne

L'intérêt de nos mesures est qu'elles sont réalisées sur un support mobile, ce qui permet d'étudier les processus de couplage vent-vagues au plus près de l'interface. Cela nécessite

d'exprimer les équations bilan dans le repère curviligne $x_i^* = (x, \xi, t)$ où $\xi = z - \eta$. Dans ce système de coordonnées, l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial \xi} = 0 \quad (10.26)$$

En utilisant une décomposition en parties moyennes et fluctuantes, cette équation devient :

$$\frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_i} - \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial \xi} = 0 \quad (10.27)$$

On applique la moyenne temporelle pour obtenir l'équation de continuité du mouvement moyen :

$$\boxed{\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial \xi} = 0} \quad (10.28)$$

En soustrayant l'équation 10.28 à l'équation 10.27, on obtient l'équation de continuité des mouvements fluctuants :

$$\boxed{\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} - \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{u}_i + u'_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial u'_i}{\partial \xi} = 0} \quad (10.29)$$

Ces nouvelles écritures de l'équation de continuité impliquent que les relations (équations 10.2) obtenues dans le repère cartésien ne sont plus valables dans le repère curviligne. Les équations de Navier-Stokes s'écrivent dans le repère curviligne :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial u_i}{\partial \xi} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} - \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial u_i u_j}{\partial \xi} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (10.30)$$

où τ_{ij} est le tenseur de cisaillement défini par :

$$\tau_{ij} = \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (10.31)$$

Cependant, dans ce repère, l'écriture des tensions visqueuses sous cette forme est justifiée si l'on suppose que des termes sont négligeables. En effet, le passage du repère cartésien x_i au repère curviligne x_i^* de ces tensions visqueuses s'écrit :

$$\begin{aligned} \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} &= \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j^*} - \frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial u_i}{\partial \xi} \right) \\ &= \left[\frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j^*} \right) - \frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j^*} \right) \right] - \nu \left[\frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial u_i}{\partial \xi} \right) - \frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial u_i}{\partial \xi} \right) \right] \\ &= \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^{*2}} - \nu \frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial^2 u_i}{\partial \xi \partial x_j^*} - \nu \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x_j^{*2}} \frac{\partial u_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^* \partial \xi} - \frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi \partial x_j^*} \frac{\partial u_i}{\partial \xi} - \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \right)^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial \xi^2} \right) \\ &= \underbrace{\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j^*} - 2 \frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial \xi} - \nu \frac{\partial^2 \eta}{\partial x_j^{*2}} \frac{\partial u_i}{\partial \xi} + \nu \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \right)^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial \xi^2}}_{\text{Termes négligés}} \end{aligned} \quad (10.32)$$

En utilisant la décomposition précédente, les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{u}_i u'_j + u'_i \bar{u}_j + u'_i u'_j)}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} - \frac{\partial(\bar{\tau}_{ij} + \tau'_{ij})}{\partial x_j} \\ = & \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{u}_i u'_j + u'_i \bar{u}_j + u'_i u'_j)}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (10.33)$$

On applique l'opérateur de la moyenne temporelle à l'équation 10.33 pour obtenir les équations de Reynolds écrites dans le repère curviligne :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{u}'_i \bar{u}'_j)}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \\ = & \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}'_j + \bar{u}'_i \bar{u}_j + \bar{u}'_i \bar{u}'_j)}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (10.34)$$

On obtient les équations du mouvement turbulent en soustrayant l'équation 10.34 à l'équation 10.33 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i u'_j + u'_i \bar{u}_j + u'_i u'_j - \bar{u}'_i \bar{u}'_j)}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_j} \\ = & \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial \xi} - \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial \xi} \\ & + \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{u}_i u'_j + u'_i \bar{u}_j + u'_i u'_j)}{\partial \xi} - \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}'_j + \bar{u}'_i \bar{u}_j + \bar{u}'_i \bar{u}'_j)}{\partial \xi} \\ & + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial \xi} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (10.35)$$

En développant cette équation et en utilisant l'équation moyenne de continuité, on obtient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u'_i}{\partial t} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}'_i \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_j} \\ = & \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial \xi} - \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial \xi} + (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial \xi} + u'_i \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial(\bar{u}_j + u'_j)}{\partial \xi} \\ & - \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \bar{u}'_j \frac{\partial \eta}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \bar{u}'_i \frac{\partial \eta}{\partial x_j} - \bar{u}_j \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial \xi} - \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial \xi} \\ & + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial \xi} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (10.36)$$

L'étape suivante consiste à multiplier l'équation 10.36 par u'_i afin de former les termes $\frac{1}{2} u'_i u'_i$. Les termes grisés formeront alors le produit d'un terme moyen et d'un terme fluctuant. Par la suite, nous utiliserons la moyenne temporelle, ce qui aura pour effet d'annuler

ces termes grisés. Afin de simplifier l'écriture, nous regroupons ces termes sous l'appellation \bar{O} :

$$\bar{O} = -\frac{\partial \eta}{\partial \xi} \frac{\partial u'_i}{\partial \xi} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} u'_i \frac{\partial \eta}{\partial x_j} - \bar{u}_j \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial \xi} - \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial \xi} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial p'}{\partial \xi} \quad (10.37)$$

L'équation 10.36 multipliée par u'_i s'écrit alors :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \frac{1}{2} u'_i u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \frac{1}{2} u'_i u'_i}{\partial x_j} + u'_i u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + u_i'^2 \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + u'_i \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_i} - u'_i \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_j} \\ = & \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} u'_i \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \frac{1}{2} u'_i u'_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} u'_i \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial \frac{1}{2} u'_i u'_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \\ + & \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} u'_i u'_j \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \xi} u_i'^2 \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + u'_i u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + u_i'^2 \frac{\partial u'_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \\ + & \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} u'_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + u'_i \frac{\partial p'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) + u'_i \bar{O} \end{aligned} \quad (10.38)$$

On somme ces équations en incrémentant i , ce qui donne :

$$\begin{aligned} & \frac{De'}{Dt} + u'_i u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + u'_i \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} + 2e' \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_i} - 2\nu \frac{\partial u'_i S'_{ij}}{\partial x_j} + 2\nu S_{ij}'^2 \\ = & \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} u'_i \frac{\partial \eta}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} u'_i \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \frac{\partial e'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial e'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \\ + & \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} u'_i u'_j \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + 2 \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \xi} e' \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + u'_i u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + u_i'^2 \frac{\partial u'_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \\ + & \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} u'_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + u'_i \frac{\partial p'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) + u'_i \bar{O} \end{aligned} \quad (10.39)$$

où chaque indice indique dorénavant la sommation.

L'écriture des termes de viscosité sous la forme précédente nécessite de négliger des termes d'ordres élevés. Dans le repère cartésien x_i , l'égalité suivante est vérifiée :

$$\begin{aligned} u'_i \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u'_i \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \\ &= 2 \frac{\partial u'_i S'_{ij}}{\partial x_j} - 2 S_{ij}'^2 \end{aligned} \quad (10.40)$$

L'écriture de l'équation 10.40 dans le repère mobile x_i^* fait apparaître des termes négligeables par rapport à $u_i' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^{*2}}$:

$$\begin{aligned}
 & u_i' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^{*2}} - \underbrace{2 \frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial^2 u_i'}{\partial \xi \partial x_j^*} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial x_j^{*2}} \frac{\partial u_i'}{\partial \xi} + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \right)^2 \frac{\partial^2 u_i'}{\partial \xi^2}}_{\text{Termes négligés}} \\
 = & \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left[u_i' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i^*} \right) \right] - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j^*} \left[u_i' \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial u_i'}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \frac{\partial u_j'}{\partial \xi} \right) \right]}_{\text{Termes négligés}} \\
 - & \underbrace{\frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left[u_i' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i^*} \right) - u_i' \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial u_i'}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \frac{\partial u_j'}{\partial \xi} \right) \right]}_{\text{Termes négligés}} \\
 - & \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i^*} \right)^2 - 2 \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i^*} \right) \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial u_i'}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \frac{\partial u_j'}{\partial \xi} \right) + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_j^*} \frac{\partial u_i'}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \frac{\partial u_j'}{\partial \xi} \right)^2 \right] \\
 & \underbrace{\hspace{15em}}_{\text{Termes négligés}} \\
 = & 2 \frac{\partial u_i' S'_{ij}}{\partial x_j^*} - 2 S'_{ij}{}^2 \tag{10.41}
 \end{aligned}$$

On peut donc considérer que l'équation 10.40 reste valable dans le repère mobile. De plus, via l'équation de continuité 10.29, on obtient l'égalité suivante :

$$\begin{aligned}
 u_i' \frac{\partial p'}{\partial x_i} &= \frac{\partial p' u_i'}{\partial x_i} - p' \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} \\
 &= \frac{\partial p' u_i'}{\partial x_i} - p' \left(\frac{\partial (\bar{u}_i + u_i')}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) \tag{10.42}
 \end{aligned}$$

On transpose ensuite cette égalité dans l'équation 10.39, puis on moyenne tous les termes via l'opérateur de la moyenne temporelle :

$$\begin{aligned}
 & \frac{D \bar{e}'}{Dt} + \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u_i' \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_j}} + 2 \bar{e}' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p' u_i'}{\partial x_i} - 2\nu \frac{\partial \overline{u_i' S'_{ij}}}{\partial x_j} + 2\nu \overline{S'_{ij}{}^2} \\
 = & \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \overline{u_i' \frac{\partial \eta}{\partial t}} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \overline{u_i' \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \frac{\partial \bar{e}'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{e}'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \\
 + & \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + 2 \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \bar{e}' \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_i'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \overline{u_i'^2} \frac{\partial u_j'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \\
 + & \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \overline{u_i' \frac{\partial \eta}{\partial x_i}} + \frac{\partial p' u_i'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \overline{p' \frac{\partial \eta}{\partial x_i}} \right) \tag{10.43}
 \end{aligned}$$

Les corrélations entre les variables fluctuantes et les dérivées spatiales et temporelles de l'élévation étant, par définition, dépendantes des contributions induites par les mouvements de l'interface, il nous paraît judicieux de décomposer à présent les termes fluctuants

en parties induites et turbulentes. De plus, cette décomposition permet de faire apparaître les contributions des structures induites et turbulentes dans le bilan de l'énergie cinétique fluctuante. Ainsi, l'équation 10.43 s'écrit :

$$\begin{aligned}
 & \frac{D\bar{\epsilon}}{Dt} + \frac{De''}{Dt} + \left(\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} + \overline{u_i'' u_j''} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + 2 \left(\bar{\epsilon} + e'' \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \overline{u_i' \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_j}} \\
 & + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p} \tilde{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{p'' u_i''}}{\partial x_i} \right) - 2\nu \left(\frac{\partial \overline{\tilde{u}_i \tilde{S}_{ij}}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i'' S_{ij}''}}{\partial x_j} \right) + 2\nu \left(\overline{\tilde{S}_{ij}^2} + \overline{S_{ij}''^2} \right) \\
 & = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \overline{\tilde{u}_i} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \overline{\tilde{u}_i} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \overline{u_i} \left(\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) \\
 & + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \left(\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \langle u_i'' u_j'' \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \right) + 2 \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \left(\bar{\epsilon} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \langle e'' \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) \quad (10.44) \\
 & + \overline{u_i' u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{u_i'' u_j'' \frac{\partial u_j''}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \overline{\tilde{u}_i} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{p} \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{p'' u_i''}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \overline{\tilde{p}} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right)
 \end{aligned}$$

Les termes grisés nécessitent un développement annexe :

$$\begin{aligned}
 \overline{u_i' \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_j}} &= \overline{(\tilde{u}_i + u_i'') \frac{\partial (\tilde{u}_i + u_i'') (\tilde{u}_j + u_j'')}{\partial x_j}} \\
 &= \overline{(\tilde{u}_i \tilde{u}_j + u_i'' u_j'') \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}} + \overline{(\tilde{u}_i^2 + u_i''^2) \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j}} \\
 &+ \overline{(\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} + u_i'' u_j'') \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} + \overline{(\overline{\tilde{u}_i^2} + u_i''^2) \frac{\partial u_j''}{\partial x_j}} \\
 &+ \overline{u_j'' \tilde{u}_i \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_j u_i'' \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_i u_i'' \left(\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_j} \right)} \\
 &+ \overline{\tilde{u}_i u_j'' \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_i u_i'' \frac{\partial u_j''}{\partial x_j}} + \overline{u_i'' \tilde{u}_i \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j}} + \overline{u_i'' \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}
 \end{aligned}$$

où les termes encadrés sont nuls, ainsi :

$$\begin{aligned}
 \overline{u_i' \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_j}} &= \overline{\tilde{u}_i \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j}} + \overline{u_i'' \frac{\partial u_i'' u_j''}{\partial x_j}} + \langle u_i'' u_j'' \rangle \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + 2 \langle e'' \rangle \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} \\
 &+ \overline{\tilde{u}_j \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_i \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_i \langle u_i'' \frac{\partial u_j''}{\partial x_j} \rangle} \quad (10.45)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \overline{u'_i u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} &= \overline{(\tilde{u}_i + u''_i)(\tilde{u}_j + u''_j) \frac{\partial(\tilde{u}_i + u''_i)}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} \\
 &= \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_i u''_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{u''_i \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\langle u''_i u''_j \rangle \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} \\
 &+ \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j \frac{\partial u''_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_i \langle u''_j \frac{\partial u''_i}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_j \langle u''_i \frac{\partial u''_i}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\langle u''_i u''_j \frac{\partial u''_i}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_j}}
 \end{aligned}$$

soit :

$$\begin{aligned}
 \overline{u'_i u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} &= \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\langle u''_i u''_j \frac{\partial u''_i}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_i \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i}} \\
 &+ \overline{\langle u''_i u''_j \rangle \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_i \langle u''_j \frac{\partial u''_i}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} \quad (10.46)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \overline{u_i'^2 \frac{\partial u'_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} &= \overline{(\tilde{u}_i + u''_i)^2 \frac{\partial(\tilde{u}_j + u''_j)}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} \\
 &= \overline{\tilde{u}_i^2 \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{2\tilde{u}_i u''_i \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\langle u_i''^2 \rangle \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} \\
 &+ \overline{\tilde{u}_i^2 \frac{\partial u''_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{2\tilde{u}_i \langle u''_i \frac{\partial u''_j}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\langle u_i''^2 \frac{\partial u''_j}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_j}}
 \end{aligned}$$

soit :

$$\overline{u_i'^2 \frac{\partial u'_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} = \overline{\tilde{u}_i^2 \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{\langle u_i''^2 \rangle \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{2\tilde{u}_i \langle u''_i \frac{\partial u''_j}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} + \overline{2\langle e'' \rangle \frac{\partial u''_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j}} \quad (10.47)$$

Ainsi, l'équation bilan de l'énergie cinétique de la turbulence dans un repère curviligne s'écrit :

$$\begin{aligned}
 & \frac{D\bar{\epsilon}}{Dt} + \frac{D\bar{e}''}{Dt} + \left(\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} + \overline{u_i'' u_j''} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + 2 \left(\bar{\epsilon} + \bar{e}'' \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \\
 & + \overline{\tilde{u}_i \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j}} + \overline{u_i'' \frac{\partial u_i'' u_j''}{\partial x_j}} + \overline{\langle u_i'' u_j'' \rangle} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + 2 \overline{\langle e'' \rangle} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \overline{\tilde{u}_j \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_i \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{u}_i \langle u_i'' \frac{\partial u_j''}{\partial x_j} \rangle} \\
 & + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p} \tilde{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{p}'' u_i''}{\partial x_i} \right) - 2\nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{S}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial u_i'' S_{ij}''}{\partial x_j} \right) + 2\nu \left(\overline{\tilde{S}_{ij}^2} + \overline{S_{ij}''^2} \right) \\
 & = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \tilde{u}_i \frac{\partial \eta}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \tilde{u}_i \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \bar{u}_i \left(\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) \\
 & + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \left(\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \overline{\langle u_i'' u_j'' \rangle} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \right) + 2 \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \left(\bar{\epsilon} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \langle e'' \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) \\
 & + \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \overline{\langle u_i'' u_j'' \rangle} \frac{\partial u_i''}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \overline{\tilde{u}_i} \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \overline{\langle u_i'' u_j'' \rangle} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \overline{\tilde{u}_i \langle u_j'' \frac{\partial u_i''}{\partial \xi} \rangle} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \\
 & + \overline{\tilde{u}_i^2} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + 2 \overline{\langle u_i''^2 \rangle} \frac{\partial u_j''}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + 2 \overline{\langle e'' \rangle} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + 2 \overline{\tilde{u}_i \langle u_i'' \frac{\partial u_j''}{\partial \xi} \rangle} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \\
 & + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \tilde{u}_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{p} \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \langle p'' u_i'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \tilde{p} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) \tag{10.48}
 \end{aligned}$$

qui se simplifie sous la forme :

$$\begin{aligned}
 & \frac{D\bar{\epsilon}}{Dt} + \frac{D\bar{e}''}{Dt} = - \left(\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} + \overline{u_i'' u_j''} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - 2 \left(\bar{\epsilon} + \bar{e}'' \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \\
 & - \overline{\tilde{u}_i \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial x_i}} - 2 \overline{\langle e'' \rangle} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} - \overline{\langle u_i'' u_j'' \rangle} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\tilde{u}_i \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_j}} - \overline{\tilde{u}_i \langle u_i'' \frac{\partial u_j''}{\partial x_j} \rangle} \\
 & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p} \tilde{u}_i}{\partial x_i} - \overline{\tilde{u}_i \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j}} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'' u_i''}{\partial x_i} - \overline{u_i'' \frac{\partial u_i'' u_j''}{\partial x_j}} \\
 & + 2\nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{S}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i'' S_{ij}''}{\partial x_j} \right) - 2\nu \left(\overline{\tilde{S}_{ij}^2} + \overline{S_{ij}''^2} \right) \\
 & + \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \bar{u}_i \left(\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) \\
 & + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \left(\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \overline{\langle u_i'' u_j'' \rangle} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \right) + 2 \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \left(\bar{\epsilon} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \langle e'' \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) \\
 & + \overline{\tilde{u}_i} \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + 2 \overline{\langle e'' \rangle} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \overline{\langle u_i'' u_j'' \rangle} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \overline{\tilde{u}_i} \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \overline{\tilde{u}_i \langle u_i'' \frac{\partial u_j''}{\partial \xi} \rangle} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \\
 & + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p} \tilde{u}_i}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \overline{\tilde{u}_i} \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p'' u_i'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \overline{\langle u_i'' \frac{\partial u_i'' u_j''}{\partial \xi} \rangle} \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \\
 & + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \tilde{u}_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \tilde{p} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \tilde{u}_i \frac{\partial \eta}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \tilde{u}_i \frac{\partial \eta}{\partial x_j} \tag{10.49}
 \end{aligned}$$

En nommant chaque terme comme suit, l'équation 10.49 s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \underbrace{TEC'}_1 &= \underbrace{Prod'}_2 + \underbrace{Int}_3 + \underbrace{\widetilde{Diff}}_4 + \underbrace{Diff''}_5 + \underbrace{Diff_\nu}_6 + \underbrace{Diss_\nu}_7 \\ &+ \underbrace{TEC^\xi}_a - \underbrace{Prod^\xi}_b - \underbrace{Int^\xi}_c - \underbrace{\widetilde{Diff}^\xi}_d - \underbrace{Diff''^\xi}_e - \underbrace{\widetilde{Diff}^\xi}_f \end{aligned} \quad (10.50)$$

Dans cette équation, on retrouve les termes classiques tels que le taux de variation, la production, la diffusion et la dissipation visqueuse de la turbulence qui interviennent dans le bilan de l'énergie cinétique fluctuante écrit en coordonnées cartésiennes. Mais, s'ajoutent des termes supplémentaires induits par les mouvements du repère. Ces termes supplémentaires sont analogues aux termes « classiques », mais ils sont directement liés aux mouvements de l'interface donc aux structures associées à ces mouvements. On utilisons la notation suivante pour définir l'ensemble de ces termes dans la suite de l'étude :

1. Taux de variation de l'énergie cinétique fluctuante :

$$\begin{aligned} TEC' &= \widetilde{TEC} + TEC'' \\ \frac{De'}{Dt} &= \frac{D\bar{e}}{Dt} + \frac{De''}{Dt} \end{aligned}$$

2. Production de turbulence par l'écoulement moyen via les tenseurs de Reynolds :

Production fluctuante = Production induite + Production turbulente

$$\begin{aligned} Prod' &= \widetilde{Prod} + Prod'' \\ -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - 2\bar{e}' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} &= -\bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - 2\bar{e} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + -\overline{u''_i u''_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - 2\bar{e}'' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \end{aligned}$$

3. Interactions entre les écoulements induits et turbulents :

$$Int = -\bar{u}_i \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial x_i} - 2\langle e'' \rangle \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} - \langle u''_i u''_j \rangle \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \bar{u}_i \frac{\partial \langle u''_i u''_j \rangle}{\partial x_j} - \bar{u}_i \langle u''_i \frac{\partial u''_j}{\partial x_j} \rangle$$

4. Diffusion des mouvements induits par eux-mêmes :

$$\widetilde{Diff} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p \bar{u}_i}}{\partial x_i} - \bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j}$$

5. Diffusion des mouvements turbulents par eux-mêmes :

$$Diff'' = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p'' u''_i}}{\partial x_i} - \overline{u''_i \frac{\partial u''_j}{\partial x_j}}$$

6. Diffusion visqueuse de l'écoulement :

Diffusion visqueuse = Diffusion visqueuse induite + Diffusion visqueuse turbulente

$$\begin{aligned} Diff_\nu &= \widetilde{Diff}_\nu + Diff''_\nu \\ 2\nu \frac{\overline{\partial u'_i S'_{ij}}}{\partial x_j} &= 2\nu \frac{\overline{\partial \tilde{u}_i \tilde{S}_{ij}}}{\partial x_j} + 2\nu \frac{\overline{\partial u''_i S''_{ij}}}{\partial x_j} \end{aligned}$$

7. Dissipation visqueuse de l'écoulement :

Dissipation visqueuse = Dissipation visqueuse induite + Dissipation visqueuse turbulente

$$\begin{aligned} Diss_\nu &= \widetilde{Diss}_\nu + Diss''_\nu \\ -2\nu \overline{S'^2_{ij}} &= -2\nu \overline{\tilde{S}^2_{ij}} + -2\nu \overline{S''^2_{ij}} \end{aligned}$$

Les termes suivants proviennent de l'écriture du bilan d'énergie cinétique dans le repère curviligne ; ces termes sont donc liés à la cinématique de la zone de contrôle. On les notera avec l'exposant ξ . On définit alors les termes suivants :

a) Taux de variation de l'énergie cinétique de la turbulence lié à la cinématique du repère :

$$\begin{aligned} TEC'^\xi &= \widetilde{TEC}^\xi + TEC''^\xi \\ \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial t} \frac{\overline{\partial e'}}{\partial \xi} + \overline{u_i} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_i} \frac{\overline{\partial e'}}{\partial \xi} &= \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial t} \frac{\overline{\partial \tilde{e}}}{\partial \xi} + \overline{u_i} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_i} \frac{\overline{\partial \tilde{e}}}{\partial \xi} + \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial t} \frac{\overline{\partial e''}}{\partial \xi} + \overline{u_i} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_i} \frac{\overline{\partial e''}}{\partial \xi} \end{aligned}$$

b) Production de turbulence par l'écoulement moyen via les tenseurs de Reynolds liée à la cinématique du repère :

$$\begin{aligned} Prod'^\xi &= \widetilde{Prod}^\xi + Prod''^\xi \\ -\frac{\overline{\partial u_i}}{\partial \xi} \overline{u'_i u'_j} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_j} - 2 \frac{\overline{\partial u_i}}{\partial \xi} \overline{e'} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_i} &= -\frac{\overline{\partial u_i}}{\partial \xi} \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_j} - 2 \frac{\overline{\partial u_i}}{\partial \xi} \overline{\tilde{e}} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_i} - \frac{\overline{\partial u_i}}{\partial \xi} \overline{\langle u''_i u''_j \rangle} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_j} - 2 \frac{\overline{\partial u_i}}{\partial \xi} \overline{\langle e'' \rangle} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_i} \end{aligned}$$

c) Interactions entre les écoulements induits et turbulents liées à la cinématique du repère :

$$Int^\xi = -\overline{\tilde{u}_i} \frac{\overline{\partial \langle e'' \rangle}}{\partial \xi} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_i} - \overline{\langle e'' \rangle} \frac{\overline{\partial \tilde{u}_i}}{\partial \xi} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_i} - \overline{\langle u''_i u''_j \rangle} \frac{\overline{\partial \tilde{u}_i}}{\partial \xi} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_j} - \overline{\tilde{u}_i} \frac{\overline{\partial \langle u''_i u''_j \rangle}}{\partial \xi} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_j} - \overline{\tilde{u}_i} \overline{\langle u''_i \frac{\partial u''_j}{\partial \xi} \rangle} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_j}$$

d) Diffusion des mouvements induits par eux-mêmes liée à la cinématique du repère :

$$\widetilde{Diff}^\xi = -\frac{1}{\rho} \frac{\overline{\partial \tilde{p}}}{\partial \xi} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_i} - \overline{\tilde{u}_i} \frac{\overline{\partial \tilde{u}_j}}{\partial \xi} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_j}$$

e) Diffusion des mouvements turbulents par eux-mêmes liée à la cinématique du repère :

$$Diff''^\xi = -\frac{1}{\rho} \frac{\overline{\partial \langle p'' u''_i \rangle}}{\partial \xi} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_i} - \overline{\langle u''_i \frac{\partial u''_j}{\partial \xi} \rangle} \frac{\overline{\partial \eta}}{\partial x_j}$$

f) Diffusion des mouvements moyens liée à la cinématique du repère :

$$\overline{Diff}^\xi = -\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \bar{u}_i \frac{\partial \eta}{\partial t} - \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \bar{u}_i \frac{\partial \eta}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \bar{u}_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi} \bar{p} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right)$$

En supposant que l'écoulement est permanent, bi-dimensionnel, uni-directionnel en moyenne et homogène suivant \vec{x} , les différents termes de l'équation 10.50 s'écrivent :

$$\begin{aligned} TEC' &= 0 \\ Prod' &= -\left(\bar{u}\bar{w} + \overline{u''w''}\right) \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} \\ Int &= -\bar{u} \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial x} - \bar{w} \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} - 2\langle e'' \rangle \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial \xi} \right) \\ &\quad - \langle u''^2 \rangle \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \langle u''w'' \rangle \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} - \langle u''w'' \rangle \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} - \langle w''^2 \rangle \frac{\partial \bar{w}}{\partial \xi} \\ &\quad - \bar{u} \frac{\partial \langle u''^2 \rangle}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \langle u''w'' \rangle}{\partial \xi} - \bar{w} \frac{\partial \langle u''w'' \rangle}{\partial x} - \bar{w} \frac{\partial \langle w''^2 \rangle}{\partial \xi} \\ &\quad - \bar{u} \langle u'' \frac{\partial u''}{\partial x} \rangle - \bar{u} \langle u'' \frac{\partial w''}{\partial \xi} \rangle - \bar{w} \langle w'' \frac{\partial u''}{\partial x} \rangle - \bar{w} \langle w'' \frac{\partial w''}{\partial \xi} \rangle \\ \widetilde{Diff} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}\bar{w}}{\partial \xi} - \bar{u} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial \xi} - \bar{w} \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial x} - \bar{w} \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial \xi} \\ Diff'' &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p''w''}{\partial \xi} - u'' \frac{\partial u''^2}{\partial x} - u'' \frac{\partial u''w''}{\partial \xi} - w'' \frac{\partial u''w''}{\partial x} - w'' \frac{\partial w''^2}{\partial \xi} \\ \widetilde{TEC}^\xi &= \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial \bar{e}}{\partial \xi} + \bar{u} \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \bar{e}}{\partial \xi} \\ TEC''^\xi &= \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} + \bar{u} \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \\ \widetilde{Prod}^\xi &= -\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} \bar{u}^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} - 2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} \bar{e} \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ Prod''^\xi &= -\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} \langle u''^2 \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x} - 2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} \langle e'' \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Int^\xi &= -\tilde{u} \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} - 2 \langle e'' \rangle \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} \\
 &\quad - \langle u''^2 \rangle \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \langle u'' w'' \rangle \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} \\
 &\quad - \tilde{u} \frac{\partial \langle u''^2 \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \tilde{w} \frac{\partial \langle u'' w'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} \\
 &\quad - \tilde{u} \langle u'' \frac{\partial u''}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x} - \tilde{w} \langle w'' \frac{\partial w''}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x} \\
 \widetilde{Diff}^\xi &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}^2}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \tilde{w} \frac{\partial \tilde{u} \tilde{w}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} \\
 Diff''^\xi &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p'' u'' \rangle}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \langle u'' \frac{\partial u''^2}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x} - \langle w'' \frac{\partial u'' w''}{\partial \xi} \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x} \\
 \overline{Diff}^\xi &= -\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial t} - \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)
 \end{aligned}$$

où les termes grisés sont des termes que nous ne sommes pas en mesure de calculer à partir de nos données expérimentales.

En ce qui concerne les termes visqueux, nous supposons que la diffusion visqueuse est négligeable. La dissipation visqueuse sera calculée à partir de la première paramétrisation étudiée dans le paragraphe 10.2. Cependant, nous sommes en mesure de calculer ce terme à l'échelle des mouvements induits, soit le terme \widetilde{Diss}_ν , qui se développe, suivant les hypothèses énoncées précédemment, de la manière suivante :

$$\widetilde{Diss}_\nu = -\nu \left[2 \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial \xi} \right)^2 + 2 \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \xi} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} + \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} \right)^2 \right]. \quad (10.51)$$

Le calcul de tous ces termes à partir de nos mesures nécessite de prendre en compte les composantes induites et turbulentes via le moyennage de phase.

Par ailleurs, de nombreux termes font apparaître des gradients (horizontaux ou verticaux) de variables moyennées en phase. Or la dispersion propre aux mesures expérimentales ne permet pas un calcul direct de ces gradients. Nous avons dû lisser puis calculer des régressions exponentielles verticales à chaque phase sur l'ensemble de nos données (hormis pour la vitesse horizontale $\langle u \rangle$ où nous avons choisi d'utiliser une régression logarithmique). L'utilisation de régressions exponentielles peut être discutable, cependant nous avons testé d'autres types de régressions (Polynomiales d'ordre 2 ou 3, puissance, etc...) et la structure moyenne de l'écoulement reste similaire pour l'ensemble des régressions testées. Nous avons donc conservé la régression exponentielle qui reste la méthode la plus employée pour décrire l'amortissement vertical des variables liées aux mouvements de l'interface.

Les figures A.14 à A.33, reportées dans les annexes, présentent les structures des différentes variables de l'écoulement à partir des données brutes (à gauche) et à partir des données « lissées » (à droite).

Enfin, les gradients longitudinaux sont calculés à partir des variables moyennées en phase. Via la relation de dispersion, on peut convertir l'échelle temporelle (exprimée en

degrés entre 0 et 360) en échelle spatiale (exprimée en mètres entre 0 et λ). Nous pouvons alors calculer des gradients longitudinaux de manière locale pour chaque intervalle séparant deux pas de temps (et d'espace).

10.8 Estimation expérimentale du bilan de l'énergie cinétique de la turbulence à partir des mesures réalisées sur le suiveur à vagues

Dans cette partie, nous étudions l'importance relative des différents termes qui interviennent dans le bilan de l'énergie cinétique fluctuante écrit en coordonnées curvilignes (équation 10.50). Nous avons normé les différents profils par $\frac{u_*^3}{\kappa\xi}$, où u_* est calculé à partir des mesures directes des corrélations $\overline{u'w'}$ sur un support fixe. Ce choix de normalisation est justifié par l'équation finale (10.12) de la méthode Inertio-Dissipative qui relie la dissipation visqueuse ϵ à $\frac{u_*^3}{\kappa\xi}$. Nous nous appuyons sur les cas U7F0 et U7F14 pour développer notre analyse. Les autres cas sont reportés dans les annexes (Figures A.34 à A.43).

10.8.1 La dissipation visqueuse à l'échelle des mouvements induits

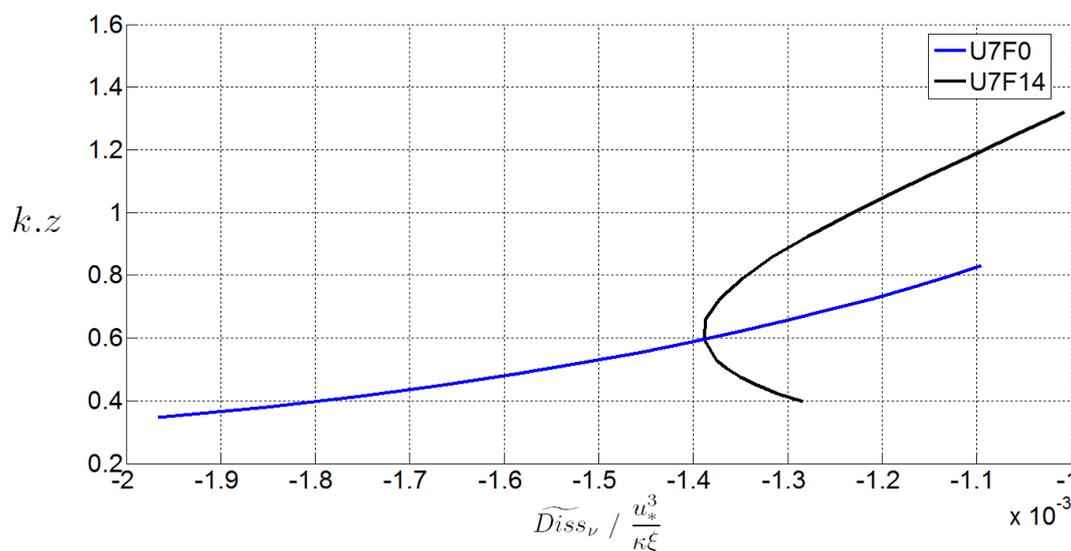


FIG. 10.6 – Dissipation visqueuse à l'échelle des fluctuations induites par les mouvements de l'interface

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la dissipation visqueuse liée aux échelles induites par les mouvements de l'interface peut être estimée via le calcul du terme \widetilde{Diss}_ν .

10.8 Estimation expérimentale du bilan de l'énergie cinétique de la turbulence à partir des mesures réalisées sur le suiveur à vagues

Le profil de ce terme normé est reporté sur la figure 10.6. Sur ces exemples, ce terme représente moins de 2% de la dissipation visqueuse totale. Ce terme est donc négligeable, ce qui veut dire que les perturbations créées par les mouvements de l'interface ne sont pas directement dissipées à ces échelles.

10.8.2 Les termes de production

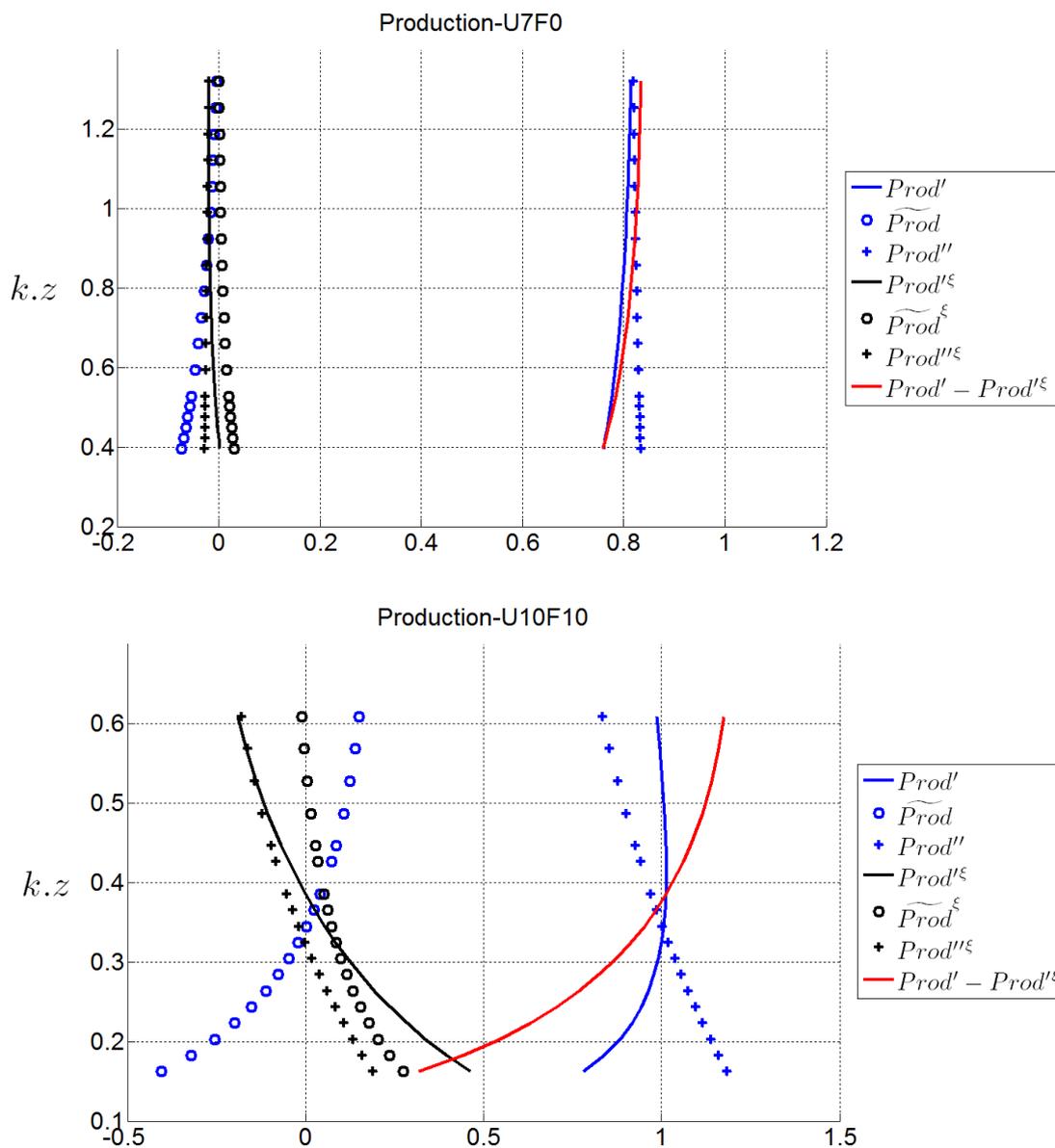


FIG. 10.7 – Profils verticaux des termes de production normalisés par $\frac{u_*^3}{\kappa\xi}$

Les termes de production « classiques » tels que \widetilde{Prod} et $Prod''$ sont respectivement liés aux corrélations induites $\widetilde{u\bar{w}}$ et turbulentes $u''w''$. Dans le chapitre 9, nous avons montré que les corrélations turbulentes évoluent peu en fonction de l'altitude hormis pour les cas où la cambrure moyenne du champ de vagues est élevée. Dans ces cas, ce terme augmente au voisinage de l'interface. On retrouve cette tendance sur la figure 10.7 où le terme de production turbulente varie peu avec l'altitude pour le cas U7F0 (vagues uniquement générées par le vent, $ak = 0.16$), mais augmente de manière significative (+25%) pour le cas U7F14 (vagues générées par le vent et le batteur, $ak = 0.26$).

Les corrélations induites sont sensibles à l'altitude et à la cambrure du champ de vagues, ce qui implique que l'augmentation de ce terme à mesure que l'on s'approche de la surface, est bien plus importante pour le cas U7F14 que pour le cas U7F0. Ce résultat se retrouve sur le profil de la production induite.

Pour le cas U7F0, \widetilde{Prod} représente au maximum 10% de la production totale. Son effet sur l'estimation de la vitesse de frottement via la méthode Inertio-Dissipative est donc faible.

Pour le cas U7F14, \widetilde{Prod} évolue énormément avec l'altitude et représente jusqu'à 50% de la production totale. L'influence de ce terme dans le bilan local de l'énergie cinétique fluctuante ne peut être négligée, et met en défaut l'hypothèse d'équilibre local entre production et dissipation de la turbulence.

Les termes de production liés au repère curviligne offrent des tendances similaires aux termes classiques, à savoir que leur effet est négligeable pour les vagues de vent pures mais doit être pris en compte pour les champs de mer combinés.

Par ailleurs, les termes liés aux échelles turbulentes $Prod''$ et $Prod'''^{\xi}$, lorsqu'ils évoluent avec l'altitude, semblent se compenser l'un avec l'autre.

Pour les termes induits, l'inverse se produit car quand \widetilde{Prod} diminue, \widetilde{Prod}^{ξ} augmente. Ces évolutions tendent alors à amplifier l'écart entre les termes de production et de dissipation visqueuse de la turbulence. La courbe rouge représentant la somme de tous les termes de production permet de visualiser cette tendance.

10.8.3 Les termes de diffusion

Sur les figures 10.8 sont reportés les termes liés à la diffusion de la turbulence. On constate que l'ordre de grandeur de ces termes est très supérieur aux termes de production et de dissipation. Cela nous ramène au problème de la détermination expérimentale de ces termes. Nous avons vu que, via des mesures réalisées sur un support fixe, il est déjà très difficile de calculer ces termes. Sur un support mobile, les biais sur la mesure induisent des erreurs très importantes sur le résultat final. Ainsi, nous ne pouvons accorder un crédit suffisant à ces mesures pour décrire l'évolution des termes diffusifs.

10.8.4 Les termes supplémentaires dus du changement de repère

L'écriture du bilan de l'énergie cinétique fluctuante dans le repère curviligne fait apparaître les termes TEC'^{ξ} , Int et Int^{ξ} . Le terme Int décrit les interactions entre les mouvements induits et turbulents. Il provient de la décomposition des gradients des corrélations Vitesse-Vitesse $\frac{\partial e' u'_i}{\partial x_i}$ en parties induites et turbulentes. Ce terme apparaît aussi

10.8 Estimation expérimentale du bilan de l'énergie cinétique de la turbulence à partir des mesures réalisées sur le suiveur à vagues

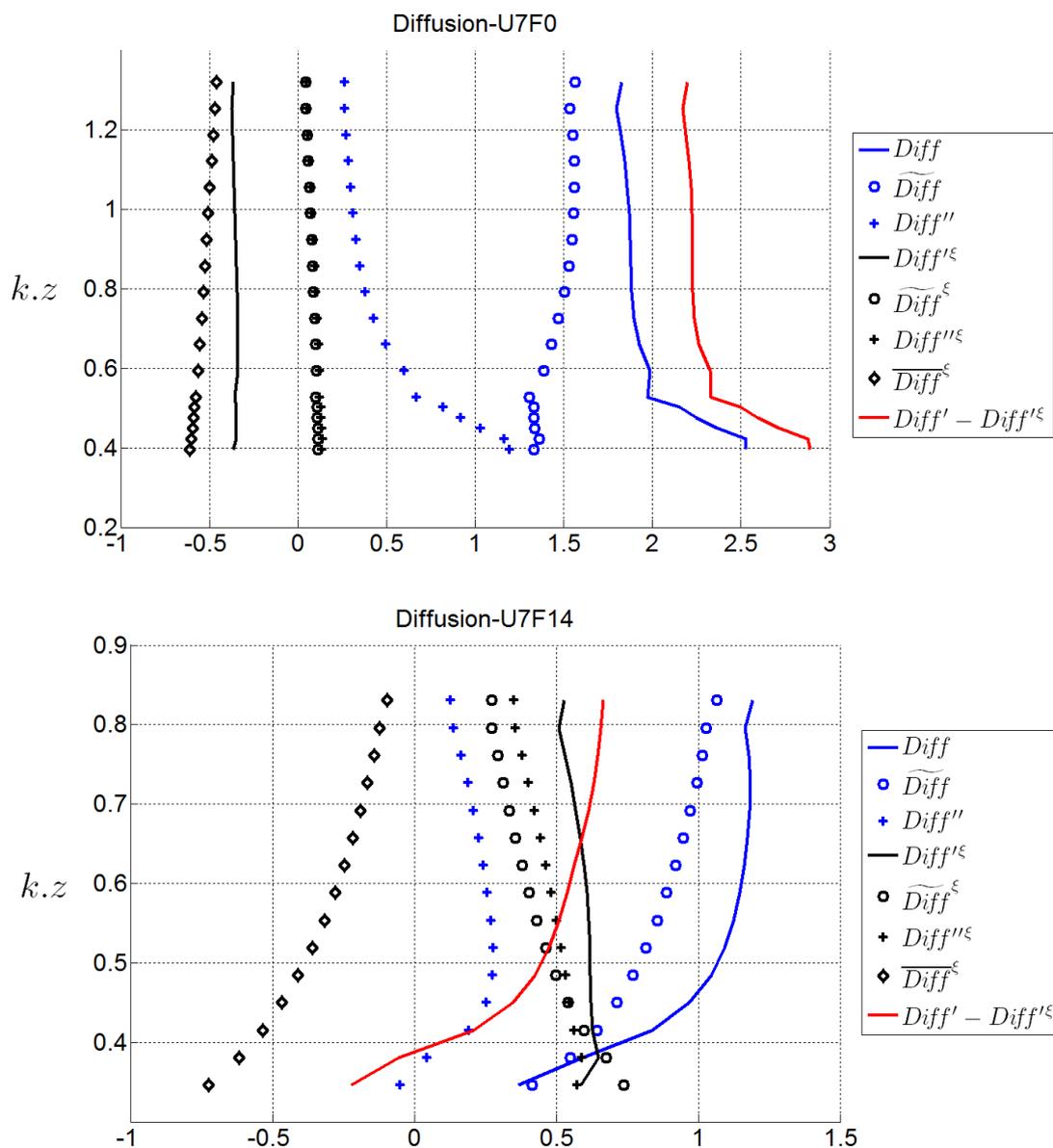


FIG. 10.8 – Profils verticaux des termes de diffusion normalisés par $\frac{u_*^3}{\kappa\xi}$

dans l'écriture du bilan de l'énergie cinétique fluctuante dans un système de coordonnées cartésiennes.

Cependant des contributions supplémentaires interviennent dans le repère curviligne car l'équation de continuité écrite dans ce repère mobile ne permet pas d'éliminer les gradients $\frac{\partial u_i}{\partial x_i}$. Ces interactions mettent en jeu différents processus physiques. Les termes

CHAPITRE 10. Analyse critique de la méthode Inertio-Dissipative en présence d'ondes de surface

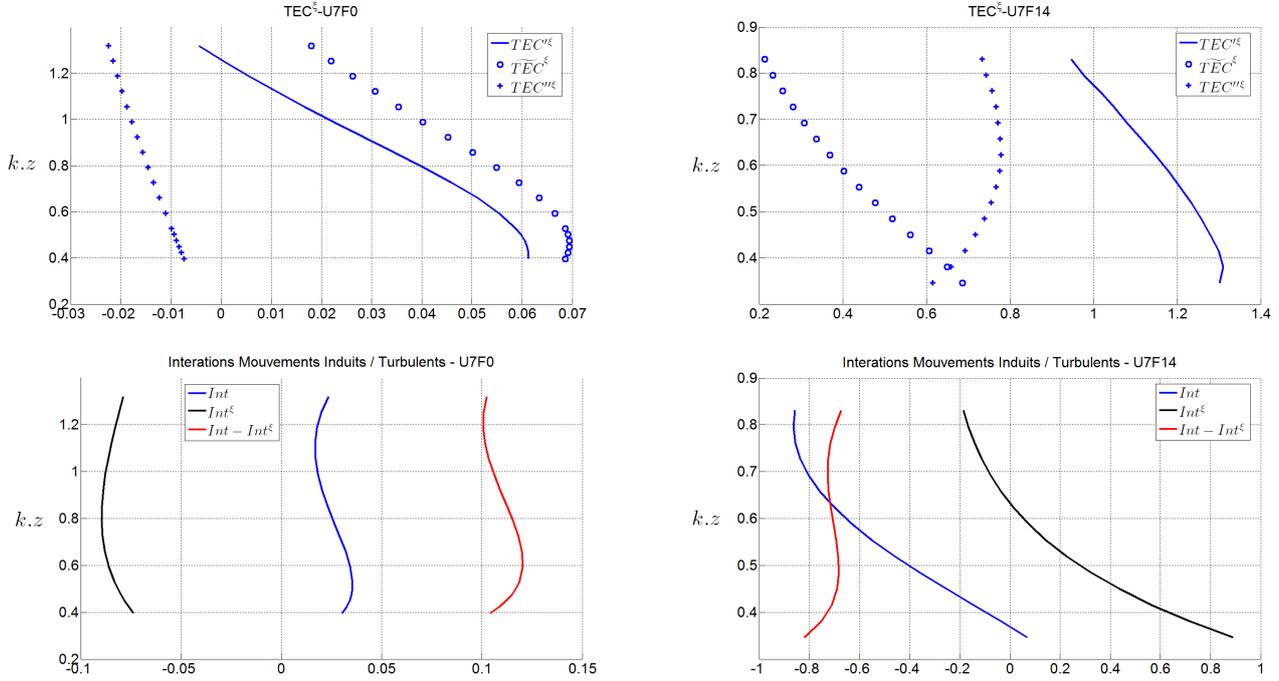


FIG. 10.9 – Profils verticaux de TEC'^{ξ} et des interactions entre les mouvements induits et turbulents normalisés par $\frac{u_*^3}{\kappa\xi}$

$\overline{2\langle e'' \rangle \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i}}$ et $\overline{\langle u_i'' u_j'' \rangle \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}$ correspondent à l'énergie transférée de l'écoulement induits aux structures turbulentes sous l'action des tensions de Reynolds turbulentes. Les termes $\tilde{u}_i \frac{\partial \langle e'' \rangle}{\partial x_i}$ et $\tilde{u}_i \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_j}$ correspondent à la diffusion de l'énergie turbulente par les mouvements induits.

De la même manière, la décomposition des corrélations Vitesse-Vitesse couplées à la cinématique du repère curviligne fait apparaître le terme Int^{ξ} . Le terme TEC'^{ξ} correspond aux variations d'énergie cinétique fluctuante dues aux déplacements du repère mobile.

Les profils verticaux de ces termes sont reportés sur le graphe 10.9. Le taux de variation de l'énergie cinétique fluctuante induit par le déplacement du repère augmente lorsque l'altitude diminue. Le terme issu des mouvements induits \widetilde{TEC}^{ξ} est prépondérant pour le cas U7F0 avec une contribution maximale d'environ 10 % de la production totale d'énergie cinétique. Pour le cas U7F14, le terme lié aux mouvements turbulents joue un rôle important et la contribution du terme total TEC^{ξ} augmente toujours à mesure que l'on se rapproche de l'interface avec une contribution du même ordre de grandeur que les autres termes du bilan (Production ; Dissipation). Ainsi ce terme semble compenser la diminution relative de la production fluctuante due aux effets induits qui génèrent un production négative de l'énergie fluctuante.

10.8 Estimation expérimentale du bilan de l'énergie cinétique de la turbulence à partir des mesures réalisées sur le suiveur à vagues

Les interactions entre mouvements induits et turbulents semblent dépendre de l'altitude en suivant une loi en $1/z$ comme le terme de dissipation visqueuse. La contribution relative de ces termes au bilan global de l'énergie cinétique est donc indépendante de l'altitude. Cette évolution se retrouve sur le terme réel Int et sur sa composante fictive Int^ξ pour le cas U7F0, tandis que pour le cas U7F14, l'importance relative de ces deux termes augmente avec l'altitude, tout en se compensant l'un l'autre pour fournir une contribution totale constante.

10.8.5 Comparaison des termes du bilan de l'énergie cinétique de la turbulence

Sur la figure 10.10, nous avons tracé les contributions relatives des différents processus physiques qui entrent en jeu dans le bilan local de l'énergie cinétique fluctuante. Nous avons introduit les termes $Somme_1$ et $Somme_2$ qui représentent la somme des termes qui compensent la dissipation visqueuse. Les termes de diffusion sont pris en compte dans $Somme_1$, et sont négligés dans $Somme_2$:

$$\begin{cases} Somme_1 = Prod' - Prod'^\xi + Int - Int^\xi + TEC'^\xi \\ \quad + \widetilde{Diff} + Diff'' - \widetilde{Diff}^\xi - Diff''^\xi - \overline{Diff}^\xi \\ Somme_2 = Prod' - Prod'^\xi + Int - Int^\xi + TEC'^\xi \end{cases} \quad (10.52)$$

Pour l'ensemble des cas, les termes de diffusion n'ont guère de signification et leurs influences dans le bilan de l'énergie cinétique ne peuvent être analysées à partir de nos mesures. Le terme $Somme_1$ n'a donc pas grand intérêt, et nous nous intéressons alors à $Somme_2$ pour étudier les termes qui compensent la transformation de l'énergie cinétique turbulente en énergie calorifique via la dissipation visqueuse.

Pour le cas U7F0 (et généralement pour les cas où les vagues sont uniquement générées par le vent), les contributions relatives de l'ensemble des termes évoluent peu avec l'altitude, ce qui met en avant la faible influence des mouvements induits dans le bilan. Cependant, l'écart entre production et dissipation visqueuse se réduit en prenant en compte les termes supplémentaires tels que $Prod'^\xi$, TEC'^ξ , Int et Int^ξ .

Il semble en effet que les termes induits qui génèrent, au voisinage de l'interface, une production négative d'énergie cinétique soient compensés par le taux de variation de l'énergie cinétique dû aux mouvements du repère. En outre, le biais qu'on peut observer à n'importe quelle altitude entre production et dissipation peut être corrigé en prenant en compte les interactions entre les mouvements induits et turbulents.

Pour le cas U7F14 (et plus généralement pour les cas où le champ de vagues est généré par le vent et le batteur), il est difficile de boucler le bilan entre la dissipation de l'énergie par dissipation et la somme des autres termes. Les interactions induits/turbulents et la variation d'énergie cinétique générée par les déplacements du repère ne permettent pas de compenser l'influence des termes induits dans la production totale de l'énergie cinétique. On peut supposer alors que dans cette zone de l'écoulement, les termes diffusifs, qui n'ont pu être mesurés, ne peuvent plus être négligés.

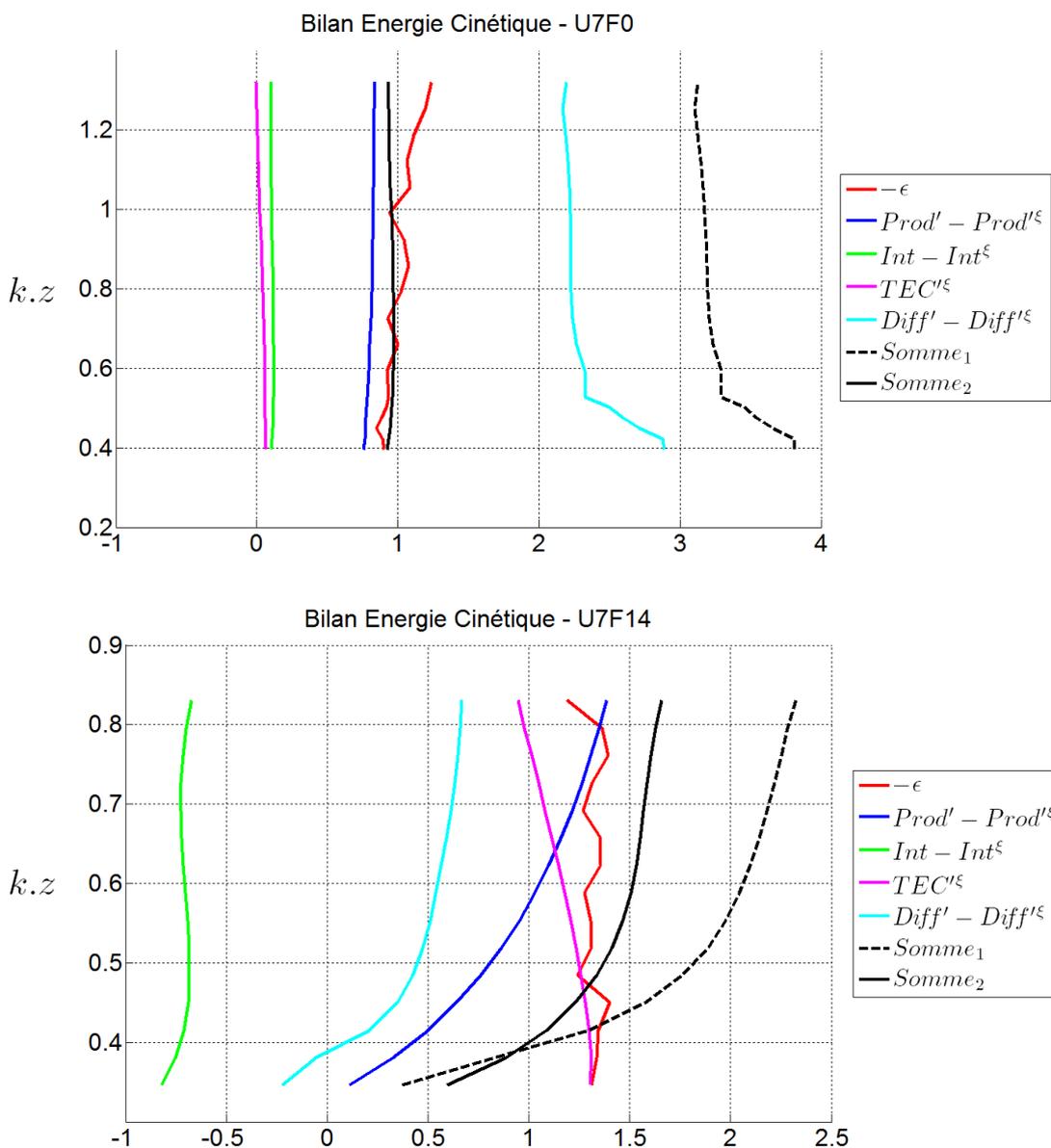


FIG. 10.10 – Profils verticaux des termes normalisés par $\frac{u_*^3}{\kappa\xi}$ du bilan de l'énergie cinétique de la turbulence

Ainsi, pour les vagues de vent, les mouvements induits par les déplacements de la surface ont une influence faible aux altitudes auxquelles nous avons réalisées les mesures. Le bilan local entre production et dissipation de l'énergie cinétique fluctuante est globalement vérifié, et l'utilisation de la méthode Inertio-Dissipative se justifie.

En ce qui concerne les vagues de batteur, les mouvements induits sont présents dans toute la zone de mesure. Ainsi, la production totale dépend fortement des composantes induites, et l'équilibre entre la production et la dissipation visqueuse n'est pas atteint. La

prise en compte des interactions entre les mouvements induits et turbulents ainsi que les termes générés par la cinématique du repère mobile ne peuvent compenser cette différence. Il semble alors nécessaire de prendre en compte les termes diffusifs que nous n'avons malheureusement pas pu estimer.

10.9 Conclusions

En conclusion, à partir de la comparaison des vitesses de frottement estimées par la méthode IDM et ECM, nous avons montré que les divergences de résultats apparaissent au voisinage de l'interface.

Ces divergences apparaissent lorsque l'équilibre entre production et dissipation de la turbulence n'est pas atteint. Ce déséquilibre peut s'expliquer par la non nullité des termes de diffusion de la turbulence ou par une paramétrisation inadéquate de la dissipation visqueuse.

Nous avons mis en avant la grande difficulté à estimer les termes de diffusion, calculés à partir des profils verticaux des corrélations Pression-Vitesse et Vitesse-Vitesse. Ces corrélations sont faibles et leurs profils verticaux sont très dispersifs.

Les paramétrisations actuelles de la dissipation visqueuse ne semblent pas être en mesure de prendre en compte l'effet des mouvements induits par les vagues sur la structure turbulente de l'écoulement.

Afin d'étudier cet effet, nous avons écrit les bilans des énergies cinétiques induites et turbulentes, dans lesquelles apparaissent des termes liés aux interactions entre ces deux mouvements.

Enfin, nous avons écrit le bilan de l'énergie cinétique fluctuante dans un repère curviligne afin de prendre en compte l'influence des mouvements du repère à partir duquel sont réalisées les mesures. Ce bilan fait apparaître des termes supplémentaires liés aux déplacements du repère. Dans le cas où le repère mobile est un repère asservi à l'interface (repère curviligne), les termes supplémentaires sont directement liés aux composantes induites par les mouvements de l'interface.

Ainsi, l'ordre de grandeur de ces termes est directement lié à la signature des composantes induites dans la couche limite turbulente. Leur prise en compte permet de réduire les différences entre production et dissipation de la turbulence.

Enfin, l'estimation des termes diffusifs reste encore un problème ouvert et important.

Chapitre 11

L'effet du vent sur les vagues scélérates

L'objectif de cette étude est d'étudier l'effet du vent sur la formation et l'évolution spatio-temporelle des vagues extrêmes. Elle concerne plus particulièrement le volet expérimental mené conjointement à une étude numérique et théorique conduite au laboratoire.

Une série complète d'expériences a été ainsi conduite dans la grande soufflerie air-eau de l'IRPHE. Un dispositif expérimental complet, comprenant notamment des capteurs de vitesse et de pression ainsi que des sondes à vagues, est disposé sur un chariot mobile afin de déterminer à différentes altitudes et différents fetchs la structure des champs de vitesse et de pression dans l'air. Ces mesures ont permis d'étudier les mécanismes de couplage entre l'air et l'eau avant, pendant et après la formation d'une vague extrême créée préalablement par un processus de focalisation d'un groupe de vagues à l'aide d'un batteur à vagues. Par ailleurs une sonde spécifique a été développée à l'institut afin d'observer d'éventuels processus de décollement de l'écoulement d'air au niveau de la crête d'une vague extrême.

Les divers mécanismes de couplage entre le groupe focalisant et la couche limite aérienne ont pu être étudiés à l'aide d'analyses conditionnelles des signaux temporels des divers paramètres physiques concernés et également par une analyse en ondelettes croisées.

Les résultats expérimentaux obtenus permettent de valider les résultats du modèle numérique et montrent que l'effet du vent sur la vague scélérate peut être attribué à un processus de décollement de l'air à la crête des vagues dès que la pente locale de la vague atteint un seuil critique. Ce processus induit localement une forte augmentation du transfert d'énergie mécanique du vent à la vague et se conserve au cours de la propagation de la vague scélérate. Ainsi, en présence de vent, la vague extrême se maintient sur une distance plus importante qu'en absence de vent.

Les résultats décrits succinctement ci-dessus sont présentés en détail dans l'article ci-joint.

Influence of wind on extreme wave events: experimental and numerical approaches

C. KHARIF¹, J.-P. GIOVANANGELI¹, J. TOUBOUL¹,
L. GRARE¹ AND E. PELINOVSKY²

¹Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre, Aix-Marseille University, France
kharif@irphe.univ-mrs.fr

²Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia

(Received 9 October 2006 and in revised form 28 August 2007)

The influence of wind on extreme wave events in deep water is investigated experimentally and numerically. A series of experiments conducted in the Large Air–Sea Interactions Facility (LASIF-Marseille, France) shows that wind blowing over a short wave group due to the dispersive focusing of a longer frequency-modulated wavetrain (chirped wave packet) may increase the time duration of the extreme wave event by delaying the defocusing stage. A detailed analysis of the experimental results suggests that extreme wave events may be sustained longer by the air flow separation occurring on the leeward side of the steep crests. Furthermore it is found that the frequency downshifting observed during the formation of the extreme wave event is more important when the wind velocity is larger. These experiments have pointed out that the transfer of momentum and energy is strongly increased during extreme wave events.

Two series of numerical simulations have been performed using a pressure distribution over the steep crests given by the Jeffreys sheltering theory. The first series corresponding to the dispersive focusing confirms the experimental results. The second series which corresponds to extreme wave events due to modulational instability, shows that wind sustains steep waves which then evolve into breaking waves. Furthermore, it was shown numerically that during extreme wave events the wind-driven current could play a significant role in their persistence.

1. Introduction

The main objective of this paper is to understand better the physics of extreme wave events in the presence of wind. This study deals with the fundamental problem of the air flow structure above steep water wave groups and its impact on wind–wave coupling, namely its effects on air–sea fluxes. The present experimental and numerical investigations concern the rogue wave phenomenon in the presence of wind. This work, which has been motivated primarily by the problem of rogue waves, goes beyond the scope of these water waves and can be applied to the field of the interaction between wind and strongly modulated surface wave groups in deep water.

There are a number of physical mechanisms that focus the wave energy into a small area and produce the occurrence of extreme waves called freak or rogue waves. These events may be due to refraction (presence of variable currents or bottom topography), dispersion (frequency modulation), wave instability (the Benjamin–Feir instability also

called modulational instability), soliton interactions, etc. For more details on these different mechanisms see the reviews on freak waves by Dysthe (2001) and Kharif & Pelinovsky (2003). At present, there is no consensus about a unique definition of rogue wave events. One definition often used is based on height criterion. A wave is considered to be a rogue wave if its height, H_f , satisfies the condition

$$H_f > 2.2H_s, \quad (1.1)$$

where H_s is the significant height.

To our knowledge, the present experimental and numerical study is the first one to consider the direct effect of strong wind on the rogue wave formation. In different situations, several authors have investigated experimentally the influence of wind on the evolution of mechanically generated gravity water waves. Bliven, Huang & Long (1986), Li, Hui & Donelan (1987) and Waseda & Tulin (1999) have studied the influence of wind on Benjamin–Feir instability. Contrary to results reported by Bliven *et al.* and Li *et al.* Waseda & Tulin found that wind did not suppress the sideband instability. Banner & Song (2002) have studied numerically the onset of wave breaking in nonlinear wave groups in the presence of wind forcing. In the present paper, we investigate how wind forcing modifies unforced extreme wave events due to spatio-temporal focusing and modulational instability.

Extreme wave events that are due to spatio-temporal focusing phenomena can be described as follows. If initially short wave packets are located in front of longer wave packets having larger group velocities, then during the stage of evolution, longer waves will overtake shorter waves. A large-amplitude wave can occur at some fixed time because of superposition of all the waves merging at a given location (the focus point). Afterwards, the longer waves will be in front of the shorter waves, and the amplitude of the wavetrain will decrease. This focusing–defocusing cycle was described by Pelinovsky, Talipova & Kharif (2000) within the framework of the shallow-water theory. Slunyaev *et al.* (2002) used the Davey–Stewartson system for three-dimensional water waves propagating in finite depth. This technique was also used in the experiments on extreme waves conducted by Giovanangeli, Kharif & Pelinovsky (2005) and Touboul *et al.* (2006).

Another mechanism generating extreme wave events is the modulational instability or the Benjamin–Feir instability. Owing to this instability, uniform wavetrains suffer modulation–demodulation cycles (the Fermi–Pasta–Ulam recurrence). At the maximum of modulation, a frequency downshifting is observed and very steep waves occur. Many authors have investigated rogue waves or extreme wave events due to modulational instability (e.g., Henderson, Peregrine & Dold 1999; Dysthe & Trulsen 1999; Osborne, Onorato & Serio 2000; Kharif *et al.* 2001; Calini & Schober 2002; Janssen 2003; Dyachenko & Zakharov 2005; Clamond *et al.* 2006). Nevertheless, none of these studies considered the direct effect of wind on the dynamics of extreme wave events.

In the presence of wind, separation of the air flow occurring in the lee of very steep crests, suggests that the Jeffreys sheltering mechanism can be applied locally in space and time. Banner & Melville (1976) explored both experimentally and analytically the occurrence of air-flow separation over a simple gravity surface wave. Herein we used the simple wind modelling suggested by Jeffreys (1925).

The wind influence on extreme wave events due to spatio-temporal focusing is investigated experimentally and numerically while extreme wave events caused by modulation instability are considered numerically only.

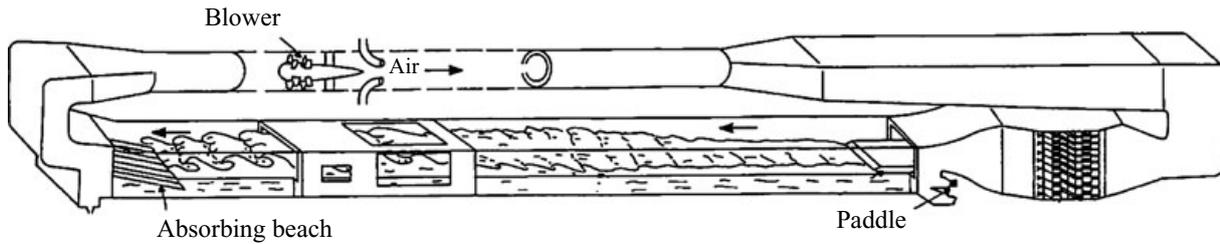


FIGURE 1. A schematic description of the Large Air-Sea Interactions Facility.

In §2 we present the experimental facility and results concerning extreme waves generated through the spatio-temporal focusing. A wind modelling is proposed in §3, based on the Jeffreys sheltering mechanism that is used for the numerical simulations corresponding to the spatio-temporal focusing and the nonlinear focusing due to the Benjamin–Feir instability, respectively.

2. Experiments and results

2.1. Experimental facility

The experiments have been conducted in the large wind-wave tank of IRPHE at Marseille Luminy (figure 1). It consists of a closed loop wind tunnel located over a water tank 40 m long, 1 m deep and 2.6 m wide. The wind tunnel over the water flow is 40 m long, 3.2 m wide and 1.6 m high. The blower can produce wind velocities up to 14 m s^{-1} and a computer-controlled wavemaker submerged under the upstream beach can generate regular or random waves in a frequency range from 0.5 Hz to 2 Hz. Particular attention has been paid to simulate a pure logarithmic mean wind velocity profile with a constant shear layer over the water surface. A trolley installed in the test section allows probes to be located at different fetches all along the facility. The water-surface elevation is measured by using three capacitive wave gauges of 0.3 mm outer diameter with DANTEC model 55E capacitance measuring units. A wave gauge is located at a fixed fetch of 1 m from the upstream beach. The other wave gauges are installed on the trolley to measure the water surface elevation at different fetches from the upstream beach. The typical sensitivity of the wave probes is of the order of 0.6 V cm^{-1} . The longitudinal and vertical air flow velocity fluctuations, u' and w' , have been measured by means of an X hot wire. The fetch is defined as the distance between the probes on the trolley and the end of the upstream beach where air flow meets the water surface.

2.2. The spatio-temporal focusing mechanism

Extreme wave events are generated by means of a spatio-temporal focusing mechanism. This mechanism is based upon the dispersive behaviour of water waves. In this chirped wave packet, the leading waves have a higher frequency than trailing waves. Within the framework of a linear approach to the problem, the sea surface is a superposition of linear waves of frequencies $\omega(x, t)$. According to Whitham (1967), the spatio-temporal evolution of the frequency of these components is governed by the hyperbolic equation

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + c_g(\omega) \frac{\partial \omega}{\partial x} = 0, \quad (2.1)$$

where c_g is the group velocity. This equation can be solved by using the method of characteristics. The solution is given by

$$\omega(x, t) = \omega_0(\tau), \quad v_g(\tau) = c_g(\omega_0(\tau)) \quad \text{on} \quad t = \tau + x/v_g(\tau), \quad (2.2)$$

where ω_0 corresponds to the temporal frequency distribution of the wavetrain at $x = 0$. The temporal partial derivative of the frequency is

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\frac{d\omega_0}{d\tau}}{1 - \frac{x}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\tau}}. \quad (2.3)$$

We can see that the case $dv_g/d\tau > 0$, which corresponds to short waves emitted before longer waves, leads to a singularity. This singularity corresponds to the focusing of several waves at $t = T_{f_{th}}$ and $x = X_{f_{th}}$. For infinite depth, the frequency to impose on the wavemaker located at $x = 0$ is given by

$$\omega(0, t) = \frac{g}{2} \frac{T_{f_{th}} - t}{X_{f_{th}}}, \quad (2.4)$$

where $X_{f_{th}}$ and $T_{f_{th}}$ are the coordinates of the point of focus in the (x, t) -plane. Using $\omega = 2\pi f$ the coordinates of the focus point reads

$$T_{f_{th}} = \Delta T \frac{f_{max}}{f_{max} - f_{min}}, \quad (2.5a)$$

$$X_{f_{th}} = \frac{g\Delta T}{4\pi} \frac{1}{f_{max} - f_{min}}, \quad (2.5b)$$

where f_{max} and f_{min} are the maximal and minimal values of the frequency imposed to the wavemaker during a period of time equal to ΔT and g is the acceleration due to gravity.

The wave amplitude, a , satisfies the following equation

$$\frac{\partial a^2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(c_g a^2) = 0. \quad (2.6)$$

This equation corresponds to the conservation of wave energy, and its solution is found explicitly by

$$a(x, t) = \frac{a_0(\tau)}{\sqrt{1 - \frac{x}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\tau}}}, \quad (2.7)$$

where $a_0(\tau)$ is the temporal distribution of the wave amplitude at $x = 0$. Within the framework of the linear theory, focus points are singular points where the amplitude becomes infinite and behaves as $(X_{f_{th}} - x)^{-1/2}$.

Experimentally, the values $f_{max} = 1.3$ Hz and $f_{min} = 0.8$ Hz correspond to the maximal and minimal frequencies of the wavemaker and $\Delta T = 10$ s is the duration of the wave generation. The surface elevation given by the probe located at 1 m from the upstream beach is presented in figure 2. From these data we find that $T_{f_{th}} = 26$ s and $X_{f_{th}} = 17$ m while the experimental values are $T_{f_{exp}} = 26$ s and $X_{f_{exp}} = 20$ m (see figure 3). Experimental data are in close agreement with the linear theory. The difference observed between the theoretical and experimental values of X_f is mainly due to the nonlinearity of the experimental wavetrain. The wavetrain generated at

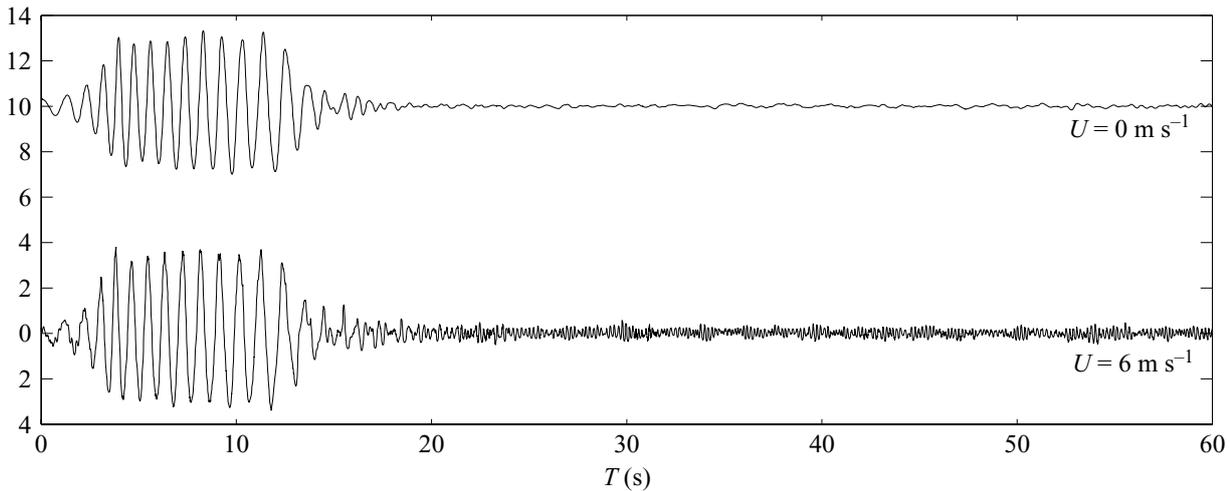


FIGURE 2. Surface elevation (in cm) at fetch $X = 1$ m, for wind speeds $U = 0$ and 6 m s^{-1} (note that for $U = 0 \text{ m s}^{-1}$, the origin of the elevation corresponds to the value 10 cm).

the wavemaker is uniform in amplitude, hence the short waves are more nonlinear than the longer waves, and the result is a downstream shift of the focusing location.

2.3. Experimental results

The focusing experiments are performed with and without wind. The same initial wavetrain is generated and propagated without wind, and under the action of wind for several values of the wind velocity equal to $U = 4 \text{ m s}^{-1}$, 5 m s^{-1} , 6 m s^{-1} , and 8 m s^{-1} respectively. When the wind blows, the focusing wavetrain is generated once wind waves have developed. For each value of the mean wind velocity U , the water surface elevation is measured at 1 m fetch and at different fetches between 3 m and 35 m. The wavemaker is driven by an analogue electronic signal to produce this signal linearly varying with time from 1.3 Hz to 0.8 Hz in 10 s, with an almost constant amplitude of the displacement. The wavemaker is totally submerged to avoid any perturbation of the air flow which could be induced by its displacement.

To ensure the repeatability of the experimental conditions under the wind action, the water elevations at 1 m were recorded with and without wind.

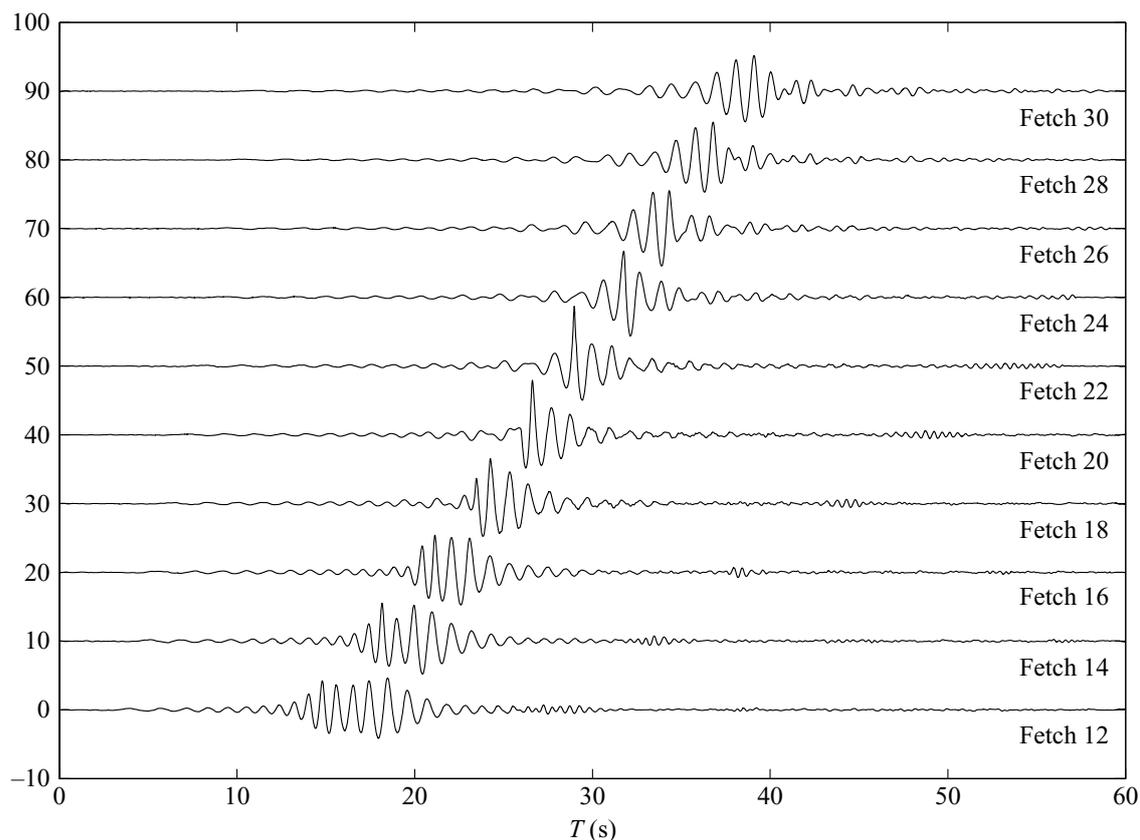
Figure 2 shows two time series of this probe, recorded with no wind, and under a wind speed $U = 6 \text{ m s}^{-1}$. The probe record corresponding to a wind velocity equal to 6 m s^{-1} is artificially increased by 10 cm, for more clarity of the figure. We see that the two signals are very similar, since frequency properties, phases and duration are maintained. Some weak differences in amplitude are locally observed. Table 1 shows the root mean square of the elevation $\eta(x, t)$ obtained at fetch 1 m for different wind speeds. It is clear from these data that no significant variations are observed, and the experiment is considered to be repeatable in the presence of wind. Results of these experiments are presented in the following subsection.

Figure 3 presents the time series of the water-surface elevation $\eta(x, t)$ at different fetches for $U = 0 \text{ m s}^{-1}$. For the sake of clarity, as has been done for figure 2, the probe records given here are recursively increased by 10 cm. As predicted by the linear theory of free deep-water waves (no wind), dispersion leads short waves to propagate more slowly than long waves, and as a result, the waves focus at a given position in the wave tank leading to the occurrence of a large-amplitude wave. Downstream of the point of focus, the amplitude of the group decreases rapidly (defocusing).

Figure 4 shows the same time series of $\eta(x, t)$, at several values of the fetch x , and for a wind speed $U = 6 \text{ m s}^{-1}$. The wave groups mechanically generated by the

Wind velocity (m s^{-1})	$\sqrt{\langle \eta^2 \rangle}$ (cm)
0	1.88
4	1.88
5	1.87
6	1.88
8	1.87
10	1.88

TABLE 1. The r.m.s. elevation for different values of the wind velocity at fetch 1 m.

FIGURE 3. Surface elevation (in cm) at several fetches (in m), for wind speed $U = 0 \text{ m s}^{-1}$, as a function of time.

wavemaker are identical to those used in the experiments without wind (see figure 2). Some differences appear in the time–space evolution of the focusing wavetrain. We can see that the group of the extreme wave event is sustained longer.

For each value of the wind velocity, the amplification factor $A(x, U)$ of the group between fetches x and 1 m can be defined as

$$A(x, U) = \frac{H_{max}(x, U)}{H_{ref}}, \quad (2.8)$$

where $H_{max}(x, U)$ is the maximal height between two consecutive crests and troughs in the transient group. The height, H_{ref} , of the quasi-uniform wavetrain generated at the entrance of the tank is measured at 1 m. The mean height crest to trough is $H_{ref} = 6.13 \text{ cm}$.

Figure 5 gives this amplification factor as a function of the distance from the upstream beach for various values of the wind velocity, equal to 0 m s^{-1} , 4 m s^{-1} and

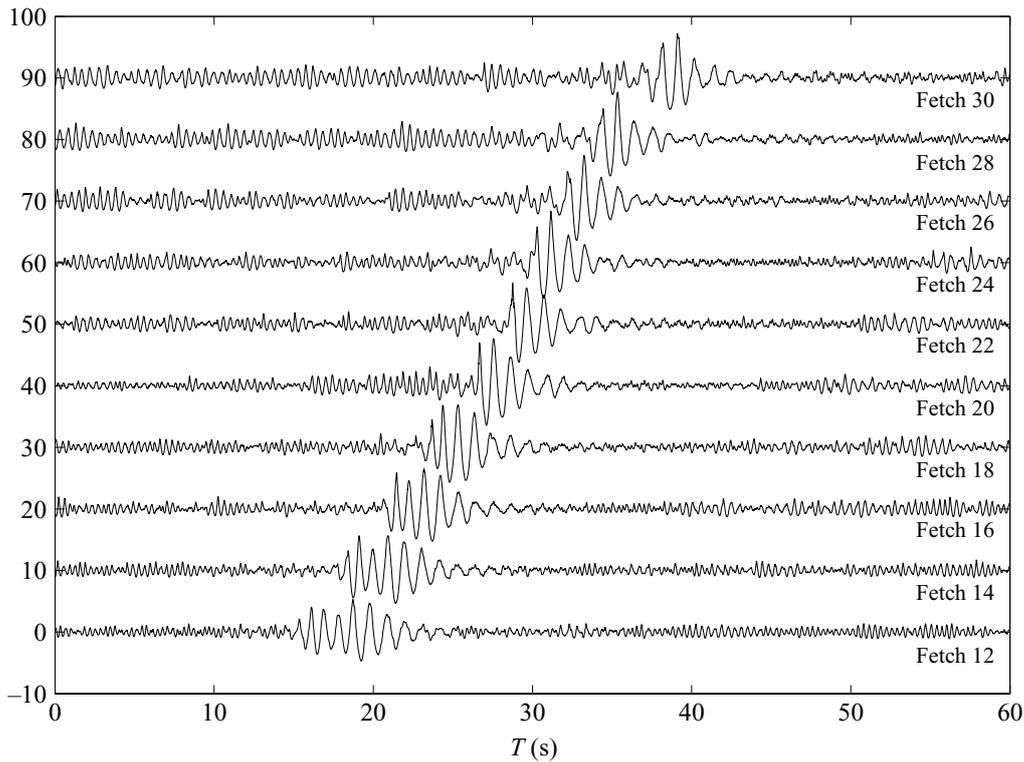


FIGURE 4. As figure 3, but for wind speed $U = 6 \text{ m s}^{-1}$.

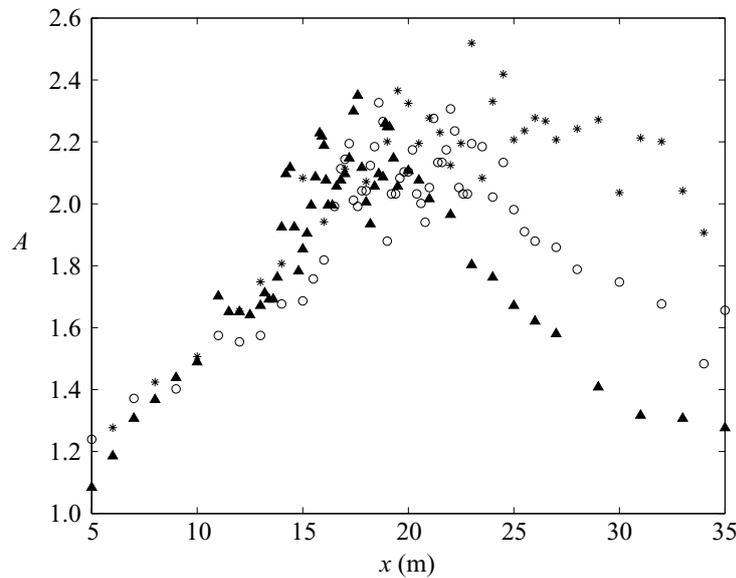


FIGURE 5. Evolution of the amplification factor $A(x, U)$ as a function of the distance, for several values of the wind speed. \blacktriangle , $u = 0 \text{ m s}^{-1}$; \circ , 4 m s^{-1} ; $*$, 6 m s^{-1}

6 m s^{-1} . This figure shows that the effect of the wind is twofold: (i) it increases weakly the amplification factor; and (ii) it shifts the focus point downstream. Moreover, contrary to the case without wind, an asymmetry appears between the focusing and defocusing stages. The slope of the curves corresponding to defocusing changes. Note that before the focus point, the wind has no effect on the amplification factor. We can see that the rogue wave criterion ($A > 2.2$) is satisfied for a longer period of time. The effect of the wind on the rogue wave is to shift the focusing point downstream,

and to increase its amplitude slightly. Also, the rogue wave criterion is satisfied for a longer distance, while the wind velocity increases.

To better understand the time–space evolution of the wave group with and without wind, the time series are analysed by means of a wavelet analysis. Figure 6 displays the local wavelet power spectra of probe records at several fetches, without wind. The wavelet power spectrum is defined as the square of the modulus of the wavelet transform. These spectra show the time–frequency evolution of the wave group as it propagates downstream in the wave tank. At short fetches, the waves of high frequencies are in front of the group and the waves of lower frequencies at the back. As it propagates downstream, focusing and defocusing processes are observed. The focus point corresponds to the merging of all the frequencies. Downstream of the focus point, the low-frequency waves are in front of the group, and the high-frequency waves at the back.

Figure 7 shows the local wavelet power spectra of probe records at the same fetches, for a wind speed of 6 m s^{-1} . Contrary to the case without wind, the focusing point is shifted downstream in the wave tank, confirming what we observe in figure 5. We note that the coherence of the group is maintained longer and consequently the extreme wave event mechanism is sustained longer. This could explain the asymmetry observed in the amplification curves.

We observe in figures 4 and 7, that the background wind waves are suppressed by the extreme wave event. The phenomenon of high-frequency waves suppressed by strongly nonlinear low-frequency waves has been investigated by Balk (1996). He showed that the effect of the long wave is to transport the short-wave action to high wavenumbers, where high dissipation occurs.

To summarize the main experimental results, we can claim that the effect of wind on the extreme wave-event mechanism is to shift the focus point downstream, to increase its amplitude and lifetime, leading to an asymmetry of the amplification curve. Figures 6 and 7 demonstrate that the effect of the wind is to transform the short group containing the extreme wave into a long-lived short group. The effect of the wind is to delay the defocusing stage.

2.4. Wind–wave coupling over focusing group

The previous results show that in presence of wind the focusing/defocusing phenomenon is significantly modified. The focus point is shifted downstream, the amplitude and duration of the extreme wave event are increased even for weak values of wind velocity. To clarify the physical processes which could explain these results, a second series of experiments has been conducted to investigate the wind–wave interaction during the focusing and defocusing stages.

The experimental conditions are similar to those described previously except that other probes have been installed on the trolley to measure pressure and velocity fluctuations in the air flow at different heights in the turbulent boundary layer and different fetches in the wave tank. The longitudinal and vertical wind speed fluctuations, u' and w' , are measured by means of a cross-wire mounted on two DANTEC model constant-temperature anemometers. The two hot wires of the cross-wire have been calibrated before and after the experiments in a small wind tunnel. A least-squares regression law is used to relate the output voltages of each anemometer to the effective cooling velocities U_{eff1} and U_{eff2} , respectively, for the wires $i = 1, 2$, using the Collis and Williams law

$$E_i^2 = A_i + B_i U_{effi}^{n_i} \quad (i = 1, 2), \quad (2.9)$$

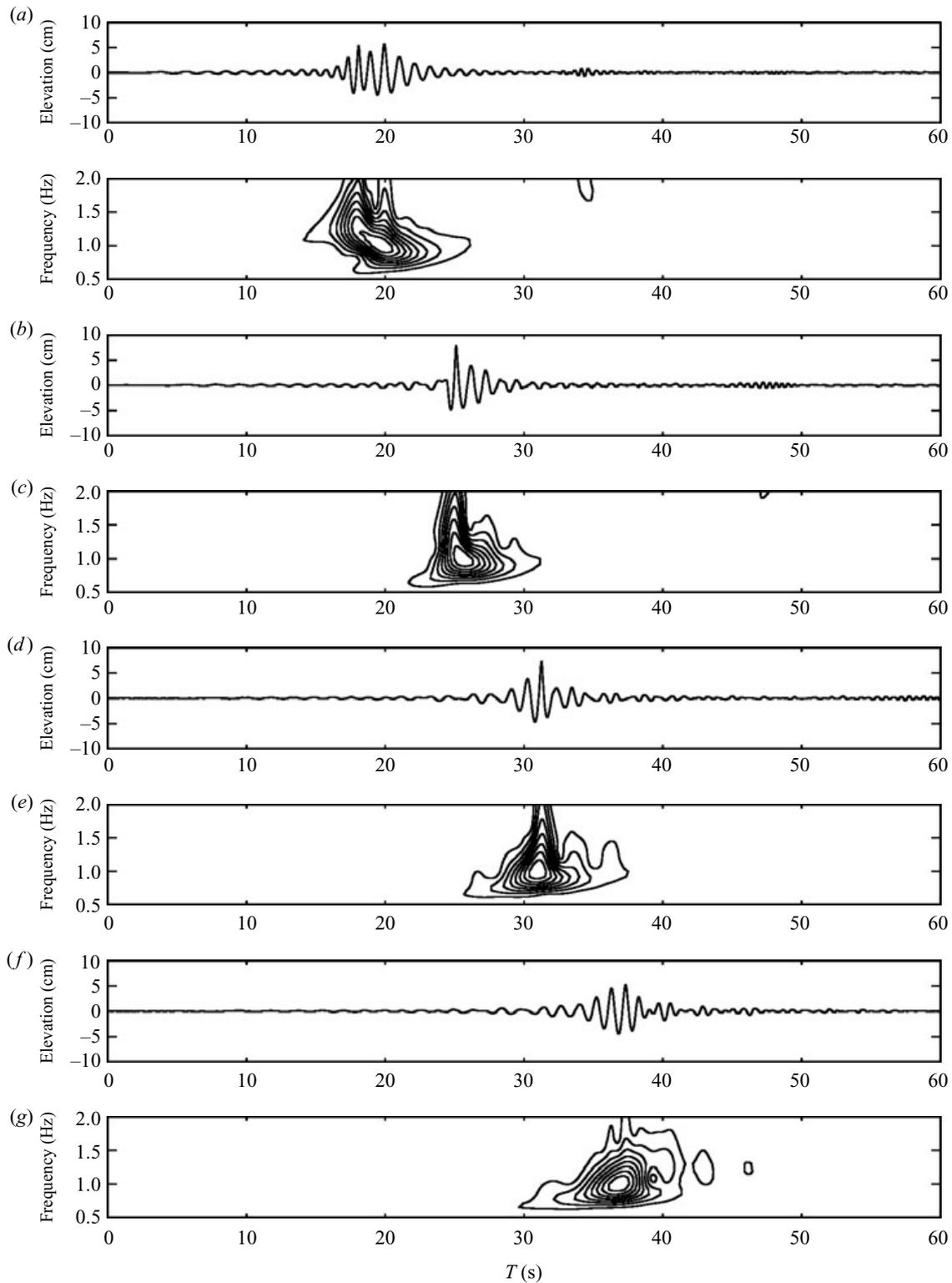


FIGURE 6. Local wavelet power spectra of probe records at fetches (a) $x = 15$, (b) 20, (c) 25 and (d) 30 m for a wind speed value of $U = 0 \text{ ms}^{-1}$. The vertical and bottom axes are the frequency and time, respectively.

where the effective velocities U_{effi} are related to the wind speed by the following relationship

$$U_{effi} = \sqrt{\cos^2 \Phi_i + K_i^2 \sin^2 \Phi_i} \quad (i = 1, 2), \quad (2.10)$$

Here, K_i is the cooling factor of wire i and Φ_i is the angle between the wind speed vector and the normal to wire i . The coefficients A_i , B_i and n_i are computed during

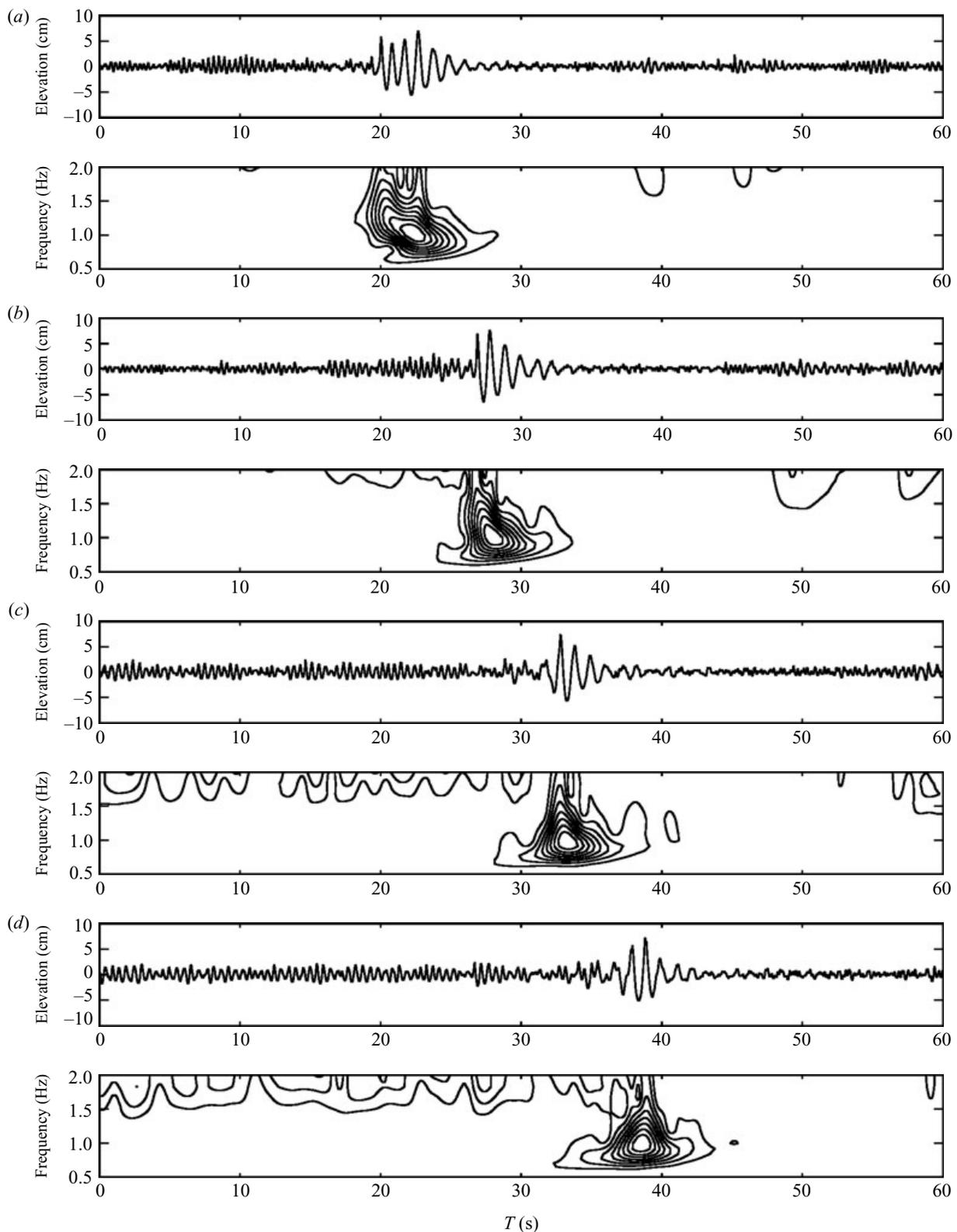


FIGURE 7. Local wavelet power spectra of probe records at fetches (a) $x = 15$, (b) 20, (c) 25 and (d) 30 m for a wind speed value of $U = 6 \text{ m s}^{-1}$. The vertical and bottom axes are the frequency and time, respectively.

the calibration. The two components u' and w' of the wind velocity are determined from the ratio E_1/E_2 .

The pressure fluctuations in the air flow are measured using a method developed by Giovanangeli (1988) whereby the static pressure is determined from the difference

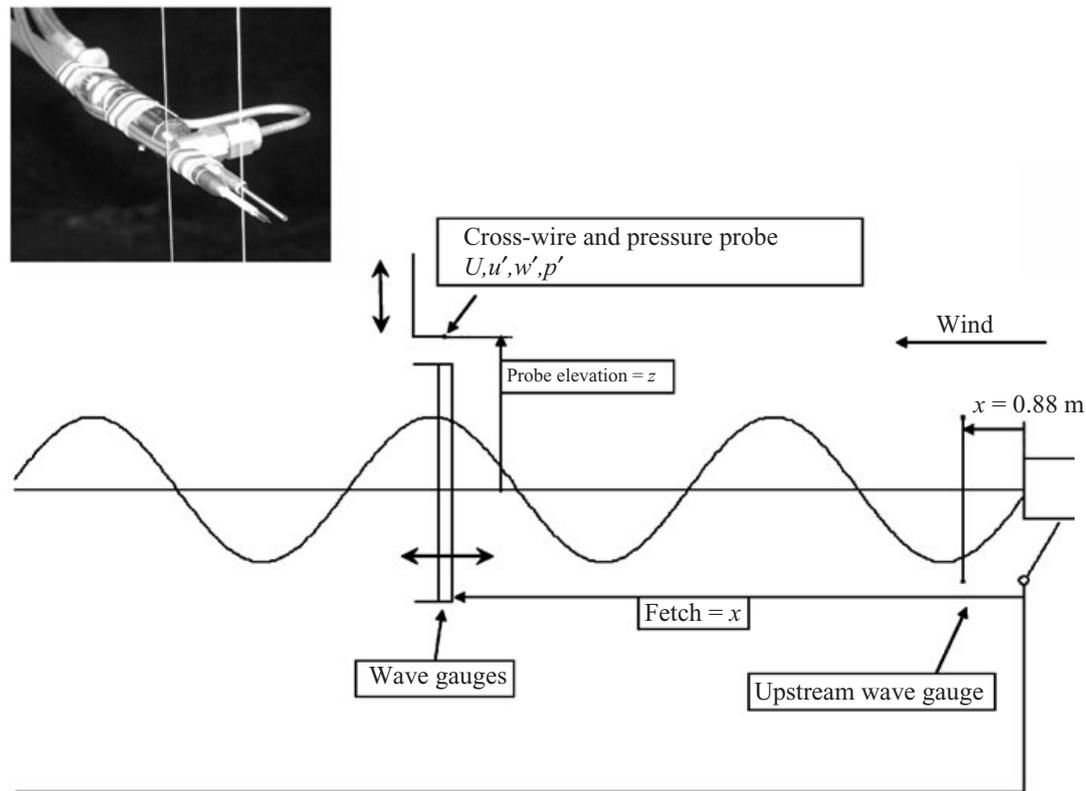


FIGURE 8. A schematic representation of the experimental set-up.

between the observed total pressure and the dynamical pressure derived from the velocity measurements. The total pressure is measured using a bleed-type pressure sensor TSI model 1412J. Details about the method and features of the pressure probe can be found in Giovanangeli & Chambaud (1987). It was shown that the pressure probe in combination with the method used here allows measurements of the static pressure fluctuations in the air flow, particularly close to steep surface waves, with an accuracy of 0.05 Pa.

The key point of the present experiments is to measure the static pressure fluctuations in the presence of paddle waves. As proved by others (Latif 1974; Papadimitrakis, Hsu & Street 1986; Banner 1990), the driving mechanism and the displacements of the wavemaker induce rather large acoustic pressure fluctuations inside the wave tank. Hence, they used different methods to correct this effect. Rather than trying to correct the contamination of the acoustic mode, we choose to avoid this effect by recording the wavemaker displacements and analysing the data only when it is turned off. Since acoustic pressure fluctuations propagate at the sound velocity, we record output voltage of the probes without acoustic contamination. The procedure summarized herein is described in detail by Mastenbroeck *et al.* (1996).

The amplitude and longitudinal wave slope are computed by means of two wave gauges installed on the trolley and 2 cm spatially separated in the mean wind direction. Figure 8 gives a schematic representation of the experimental set-up installed on the trolley. Figure 9 shows the time series of the water surface elevation η in cm, the total vertical momentum flux from wind to water waves $\langle u'w' \rangle$, the form drag $\langle p' \partial \eta / \partial x \rangle$ and energy flux $\langle p' \partial \eta / \partial t \rangle$ from wind to water waves. The pressure fluctuation is p' , $\partial \eta / \partial x$ is the longitudinal wave slope and $\partial \eta / \partial t$ is the time derivative of the surface elevation. The form drag, momentum and energy fluxes are time averaged on an interval of 2 s. For a wind velocity $U = 6 \text{ m s}^{-1}$, at fetch 20 m and height of 13 cm

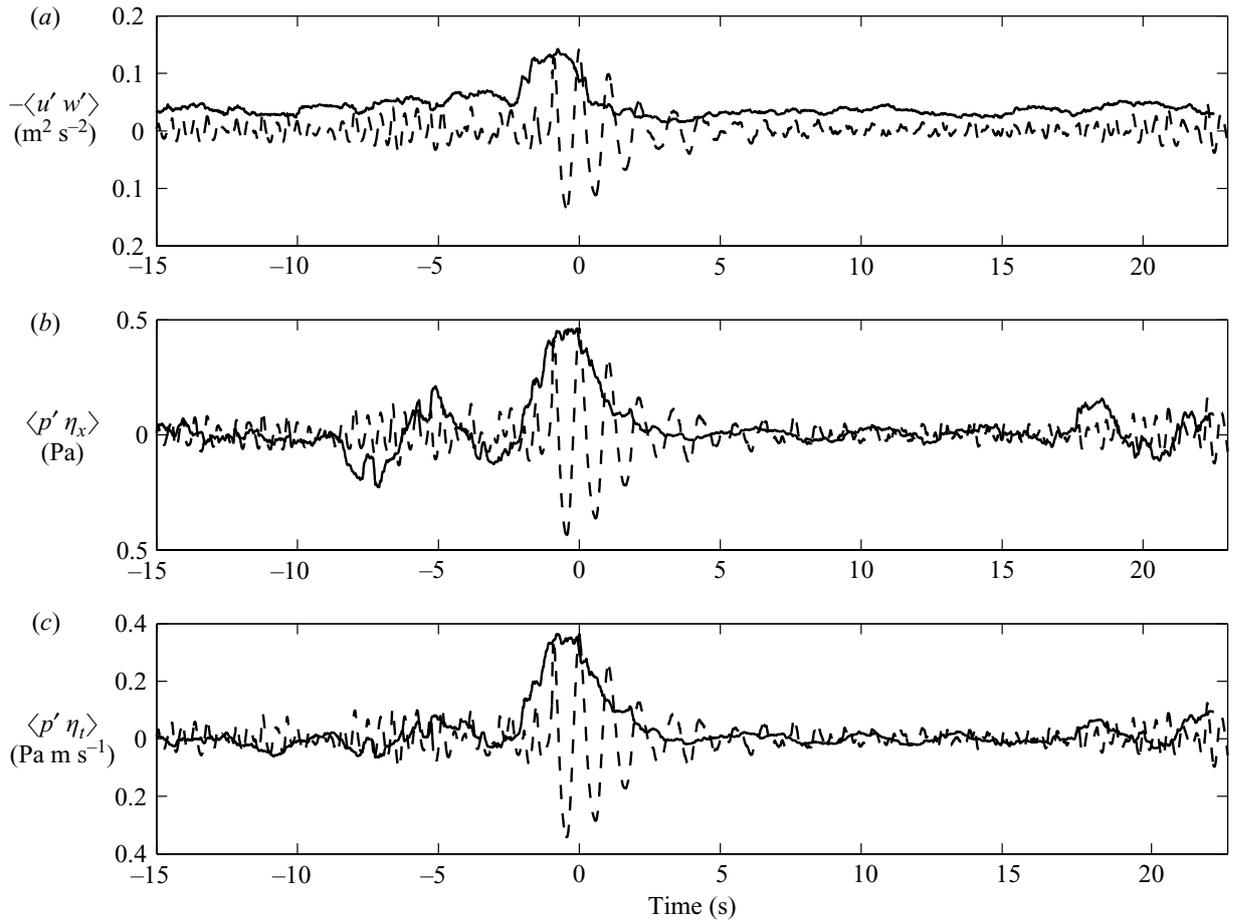


FIGURE 9. Time series of the surface elevation η (dashed lines), vertical momentum flux (solid line in (a)), form drag (solid line in (b)) and energy flux (solid line in (c)).

above the mean water level, it can be observed that the occurrence of focusing wave groups corresponds to a significant enhancement of the fluxes. Notice that the time origin corresponds to the occurrence of the extreme wave event. Note that the air flow pressure fluctuations p' were measured at different heights above the interface. Hence, it was not possible to determine the exact value of the form drag $\langle p' \partial \eta / \partial x \rangle$ at $z = \eta(t)$. However the determination of $\langle p' \partial \eta / \partial x \rangle$ at the height z will provide crucial information about wind–wave coupling between the air flow and the interface during the focusing event.

Local wavelet power spectra of the surface elevation has been computed and, as shown in figure 7, the duration of the extreme wave event is increased in the presence of wind.

Figures 10 and 11 correspond to the local wavelet power spectra of the longitudinal wind velocity fluctuation u' and pressure fluctuation p' along the wave tank, at height $z = 13$ cm above the mean water level, for mean wind velocity $U = 6$ cm s⁻¹. From these figures, it is not easy to observe the coupling between the group and the turbulent boundary layer. This is mainly due to the broadband character of the spectra.

To emphasize this coupling, a cross-wavelet analysis has been applied between u' and w' , p' and $\partial \eta / \partial x$, and p' and $\partial \eta / \partial t$, respectively (for more detail see Torrence & Compo 1998). These terms are considered as a contribution in time and frequency range to the total stress, form drag and energy flux from wind to waves, respectively. Figure 12 shows the cross-wavelet power for u' and w' . The cross-wavelet spectrum for

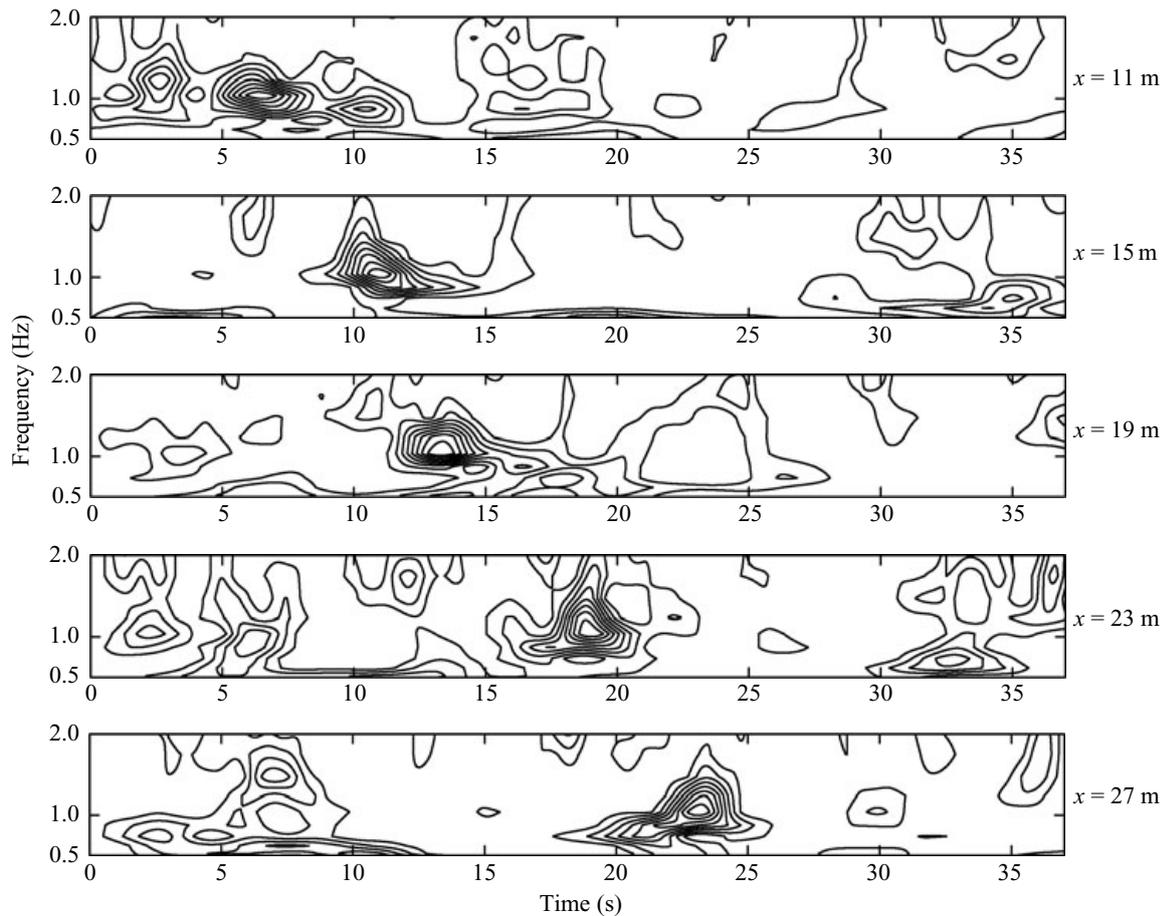


FIGURE 10. Local wavelet power spectra of the longitudinal wind velocity fluctuations, u' , at several fetches for a mean wind velocity $U = 6 \text{ m s}^{-1}$ and 13 cm above the mean water level. The vertical and bottom axes are the frequency and time, respectively.

the longitudinal and transversal velocity fluctuations is defined as the product of the wavelet transform of u' and complex conjugate wavelet transform of w' . The cross-wavelet power is the modulus of the cross-wavelet spectrum. For more details see the practical step-by-step guide to wavelet analysis by Torrence & Compo (1998). A strong correlation between u' and w' is observed above the groups. At fetch $x = 11 \text{ m}$, two groups can be seen, the higher-frequency components propagate in front of the lower-frequency components. At fetch $x = 17 \text{ m}$, the two groups have begun to merge into one group which propagates downstream. We can observe that the maximum of the cross-wavelet power travels downstream with the group.

Figures 13 and 14 confirm the behaviour observed above and demonstrate the strong correlation existing between the group and the form drag and the energy transfer from wind to water waves. Air–sea fluxes are strongly enhanced in presence of strongly modulated wave groups.

An accurate measurement of the maximum of the wavelet power spectrum of the surface elevation η is calculated. Figure 15 displays the characteristic curves of this maximum for several values of the wind velocity. The figure shows that the maximum propagates downstream with a constant velocity which increases as the wind speed increases. This velocity is equal to 0.87 m s^{-1} , 0.90 m s^{-1} , 0.92 m s^{-1} and 0.93 m s^{-1} for $U = 0 \text{ m s}^{-1}$, 4 m s^{-1} , 6 m s^{-1} and 8 m s^{-1} respectively. These values which are equal to the slope of the characteristic curves plotted in figure 15 correspond to mean values of the group velocity in the vicinity of the focus area. For $U = 0 \text{ m s}^{-1}$, a

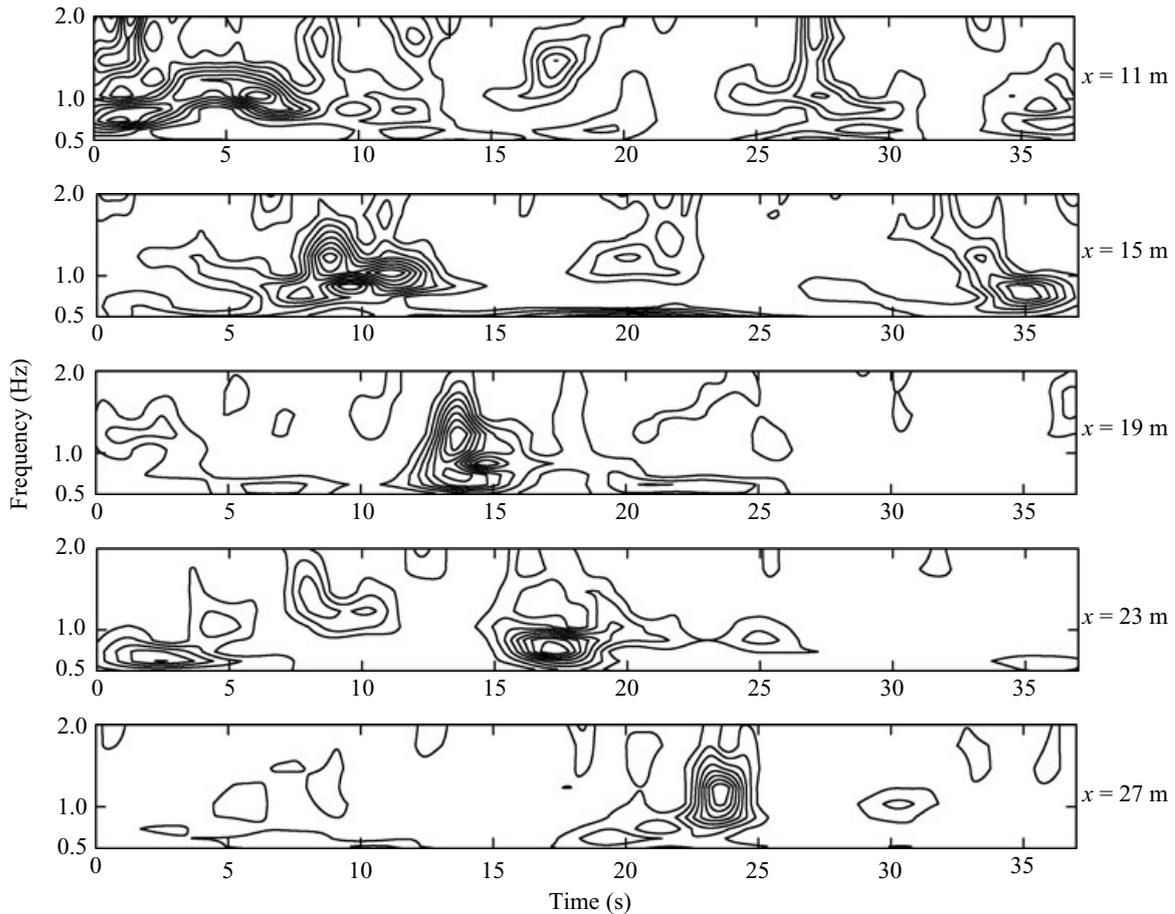


FIGURE 11. Local wavelet power spectra of the pressure fluctuations, p' , at several fetches for a mean wind velocity $U = 6 \text{ m s}^{-1}$ and 13 cm above the mean water level. The vertical and bottom axes are the frequency and time, respectively.

more careful inspection shows fluctuations of the group velocity during the extreme wave event as observed numerically by Song & Banner (2002) at the maximum of modulation due to Benjamin–Feir instability. The distance between two consecutive probes is too large to detect the group velocity fluctuations accurately.

Figure 16 shows the characteristic curves corresponding to the maximum of the cross-wavelet power for u' and w' at several altitudes above the mean water surface from $z = 13 \text{ cm}$ to $z = 30 \text{ cm}$, for $U = 6 \text{ m s}^{-1}$. We can see that this maximum travels at a speed close to the velocity defined previously, independently of the altitude z above the mean water level. This figure emphasizes that the coupling between the air flow and the water wave group is effective in the whole boundary layer and strongly attached to the group.

Figure 17 shows the characteristic curves corresponding to the maximum of the cross-wavelet power for u' and w' at the altitude $z = 14 \text{ cm}$ above the mean water level for $U = 4 \text{ m s}^{-1}$, 6 m s^{-1} and 8 m s^{-1} respectively. The space–time diagram shows that this maximum propagating at a velocity close to the velocity of the maximum of the wavelet power spectrum of the surface elevation.

Figure 18 shows the characteristic curves corresponding to the maximum of the cross-wavelet power of u' and $\partial\eta/\partial t$ at several altitudes above the mean water surface from $z = 13 \text{ cm}$ to $z = 30 \text{ cm}$, for $U = 6 \text{ m s}^{-1}$. Herein again this maximum corresponding to the transfer of energy between wind and waves propagates with the velocity of the maximum of the wavelet power spectrum of the surface elevation. As for

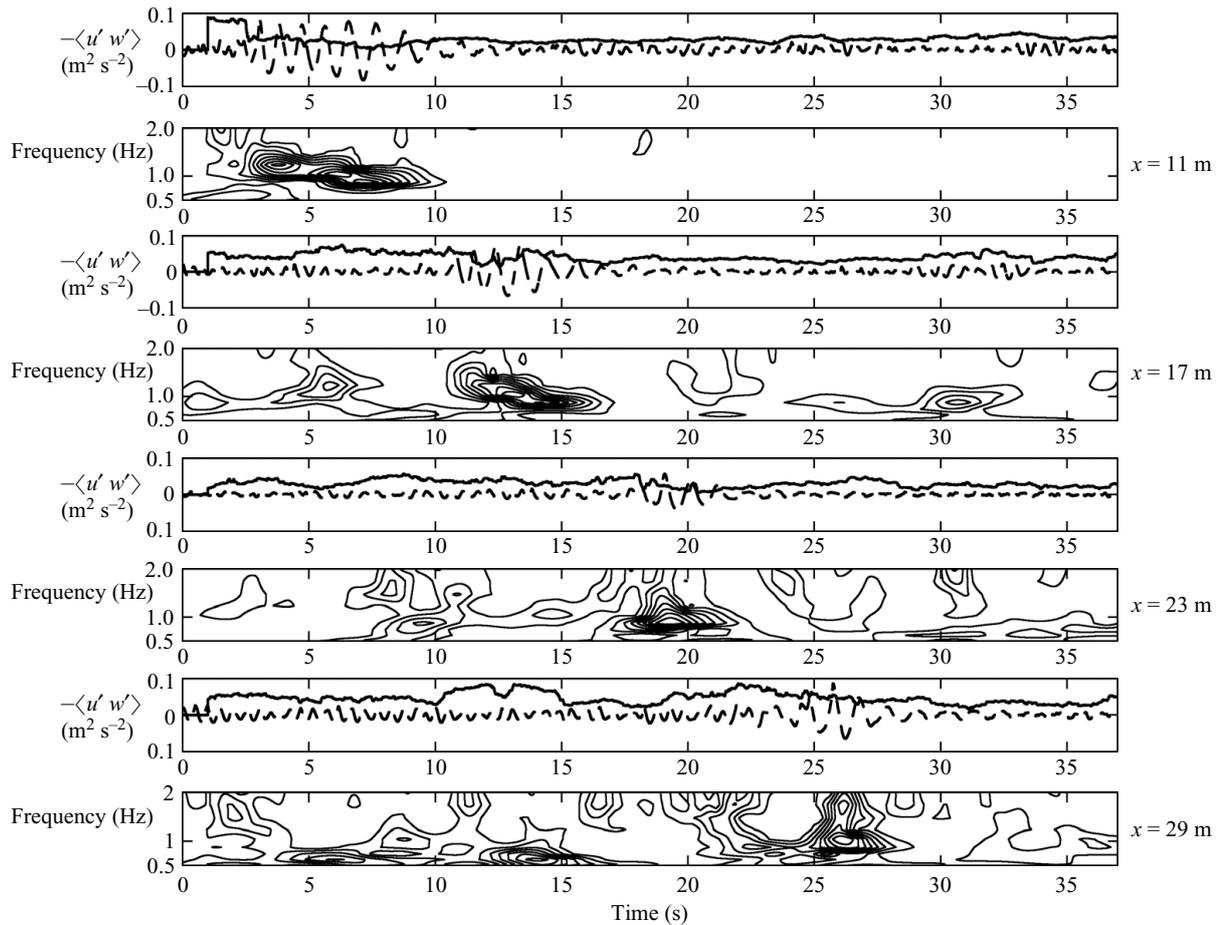


FIGURE 12. Cross-wavelet power for wind velocity fluctuations u' and w' at height $z = 13$ cm, for mean wind velocity $U = 6$ m s $^{-1}$. The vertical and bottom axes are the frequency and time, respectively.

the maximum of the cross-wavelet power for u' and w' corresponding the momentum flux, the maximum of cross-wavelet power corresponding to the instantaneous flux of energy to waves due to pressure fluctuations above the group, $p'\partial\eta/\partial t$, travels downstream at the velocity of the maximum of the cross-wavelet power spectrum of the surface elevation.

Figure 19 shows the spatial evolution of the frequency corresponding to the maximum of the cross-wavelet power spectrum of the surface elevation as a function of x for 11 m $< x < 29$ m, i.e. in the vicinity of the focus point for several values of the wind velocity. It can be seen that the frequency decreases during the formation of the extreme wave event. Hence, rogue waves are associated with frequency downshifting. This feature which has been observed by Clamond *et al.* (2006) when extreme waves are due to modulational phenomenon or envelope–soliton collision, can be extended to extreme waves due to spatio-temporal focusing. Furthermore, the figure emphasizes two main features pointed out previously: The downwind shift of the focus point and time duration of the extreme wave event increase with wind velocity. Notice that the frequency minimum decreases as wind velocity increases. The curves exhibit a minimum which corresponds to a maximum of the group velocity calculated from the linear dispersion relation. The maxima of the associated group velocity are 0.814 m s $^{-1}$, 0.819 m s $^{-1}$, 0.825 m s $^{-1}$ and 0.841 m s $^{-1}$ for $U = 0$ m s $^{-1}$, 4 m s $^{-1}$, 6 m s $^{-1}$ and 8 m s $^{-1}$, respectively. These values of the group velocity are less than those of the velocity calculated previously. The deviations can be explained by nonlinear effects.

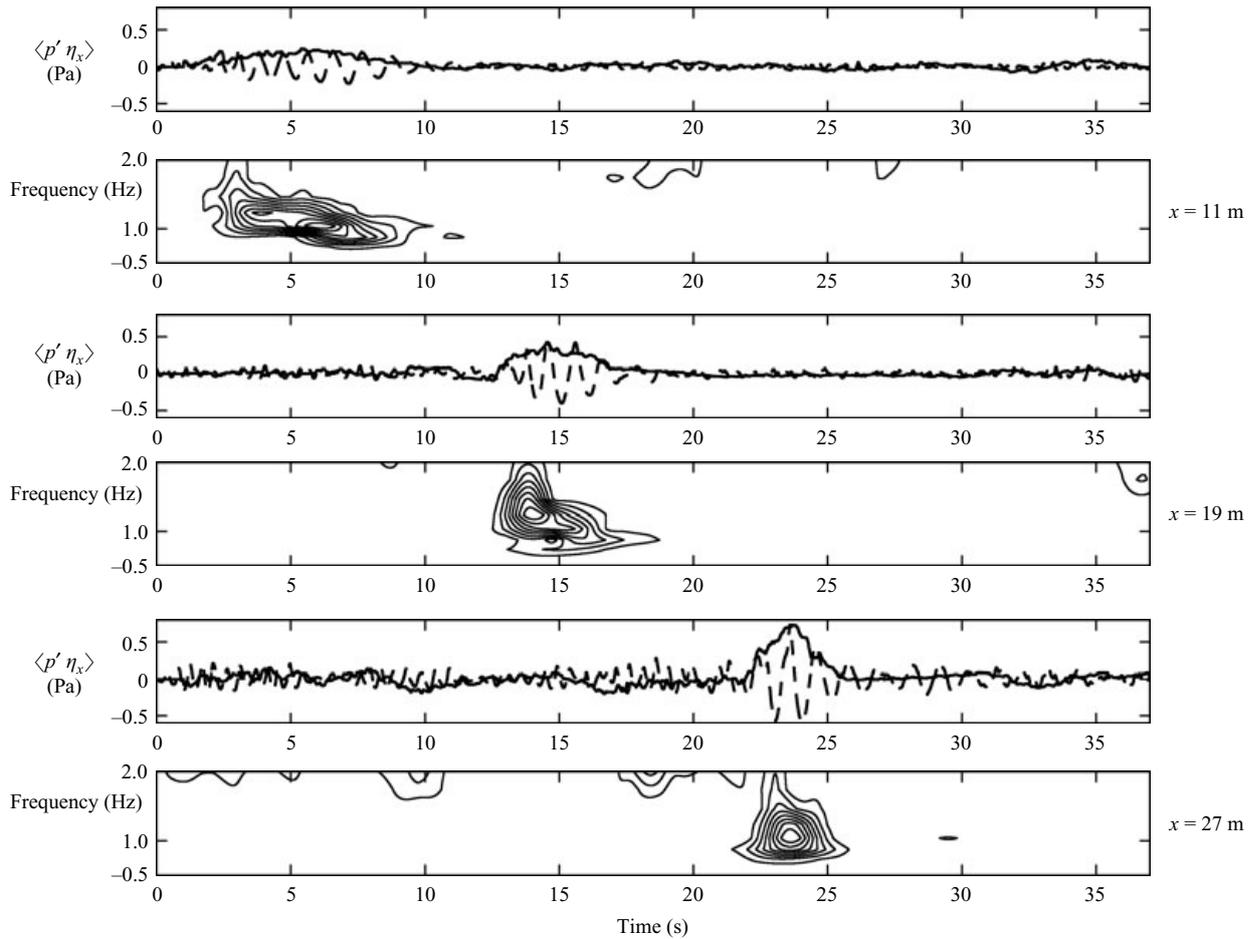


FIGURE 13. Cross-wavelet power for pressure fluctuations p' and $\partial\eta/\partial x$ at height $z = 13$ cm, for mean wind velocity $U = 6 \text{ m s}^{-1}$. The vertical and bottom axes are the frequency and time, respectively.

Indeed, the extreme waves are strongly nonlinear and their envelope velocities on average are larger than the group velocities calculated from the linear dispersion relation. Nevertheless, as emphasized previously, the group velocity fluctuates during an extreme wave event and may be locally less than the linear value. This feature has been pointed out by Song & Banner (2002) in the case of nonlinear spatio-temporal focusing due to Benjamin–Feir instability. This tendency which is also observed experimentally for the dispersive focusing investigated herein has been confirmed by numerical simulations.

Figure 20 shows the wind stress as a function of z for $U = 4 \text{ m s}^{-1}$ with or without the presence of focusing wave groups. It can be seen that when there is no extreme wave event, the wind stress varies 20% from $z = 10$ cm to $z = 19$ cm whereas it varies 130% between the same altitude values when extreme wave events occur. This feature can be explained by a strong longitudinal mean pressure gradient due to the modification of the air-flow structure in the presence of extreme wave events or strongly modulated wave trains.

The previous experimental results suggest that air-flow separation could explain the strong increase of the transfer of momentum and energy during extreme wave events. To verify the validity of this assumption, a series of experiments using an original probe (figure 21) developed at the laboratory by Giovanangeli *et al.* (1999) to detect air-flow separation mechanism (AFS) has been conducted. A hot wire and a cold wire separated from each other by 1 mm in the direction of the mean wind direction are

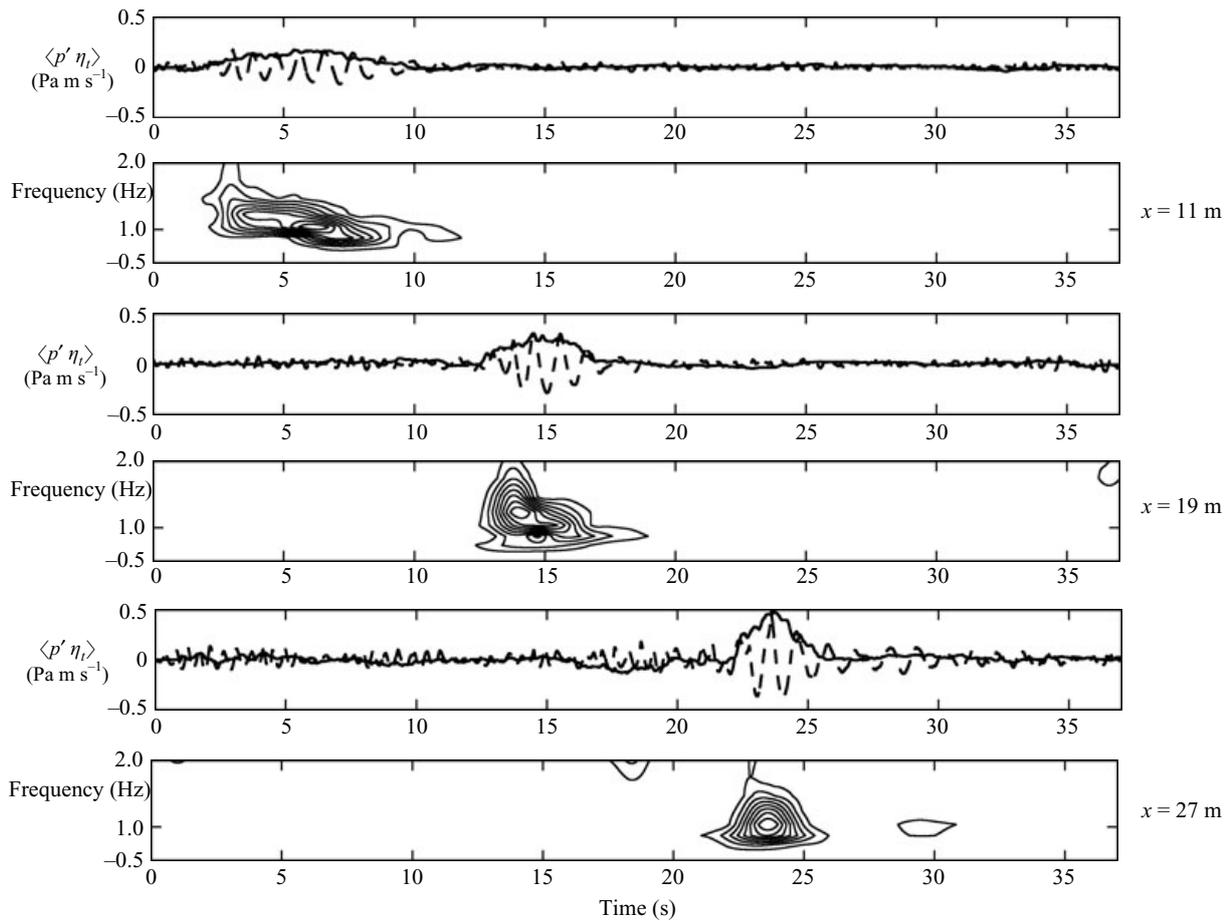


FIGURE 14. Cross-wavelet power for pressure fluctuations p' and $\partial\eta/\partial t$ at height $z = 13$ cm, for mean wind velocity $U = 6$ m s $^{-1}$. The vertical and bottom axes are the frequency and time, respectively.

installed on a wave-follower. Any temperature fluctuation can be detected by the cold wire when it is located in the hot wake generated by the hot wire. In the presence of air-flow separation, a reverse flow directed towards the upstream direction can occur in the vicinity of the leeward face of the crest (Reul, Branger & Giovanangeli 1999) which produces both a positive temperature fluctuation measured by the cold wire and a negative wind velocity fluctuation measured by the hot wire. Using the wave-follower, the AFS probe was located close to the instantaneous water-wave surface and particularly close to the wave trough. Figure 22, corresponding to the case $U = 4$ m s $^{-1}$ shows the elevation of the interface, elevation of the AFS probe fixed at 3 cm from the water-wave surface, and output voltage given by the cold and hot wires. We can see that during the burst of the local wave slope, there is a decrease of the wind velocity and a positive temperature fluctuation measured by the cold wire. Hence, even for a wind velocity of 4 m s $^{-1}$ an air-flow separation occurs when the local wave slope of the interface reaches a threshold value which has been evaluated herein as close to 0.35. This suggests that the local wave slope is a significant parameter which is highly correlated to the air-flow separation phenomenon. In the presence of steep wave events, the wave age is not the unique parameter to be considered, the local wave slope is a significant parameter too. Furthermore, it has been observed that the occurrence of air-flow separation is generally accompanied by breaking. This is in agreement with the results of Banner & Melville (1976).

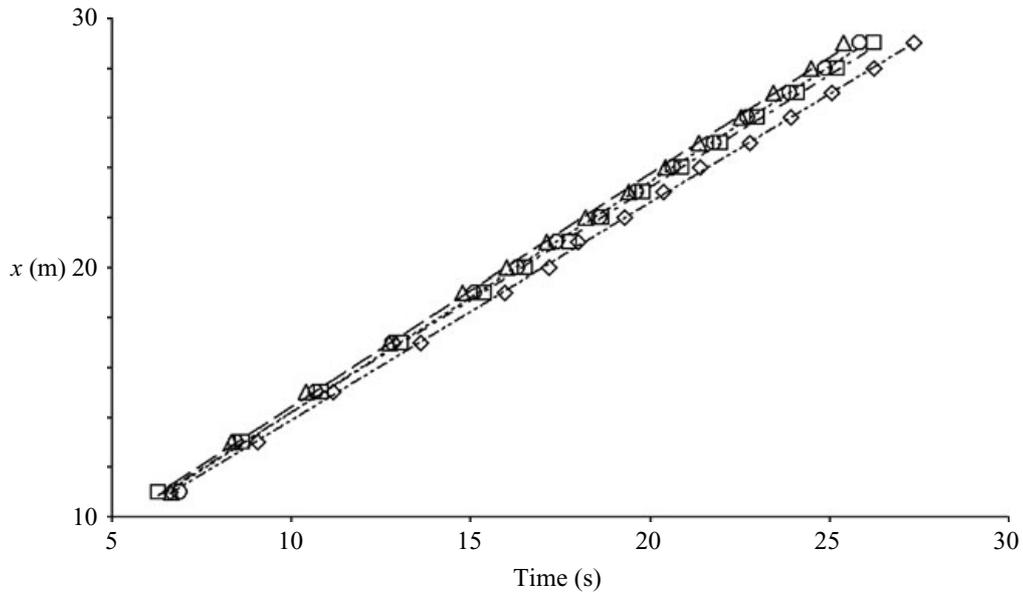


FIGURE 15. Trajectories of the maximum of the wavelet power spectrum of the surface elevation for several values of the wind velocity in the (x, t) -plane. $U = 0 \text{ m s}^{-1}$ (\diamond), $U = 4 \text{ m s}^{-1}$ (\square), $U = 6 \text{ m s}^{-1}$ (\circ), $U = 8 \text{ m s}^{-1}$ (\triangle).

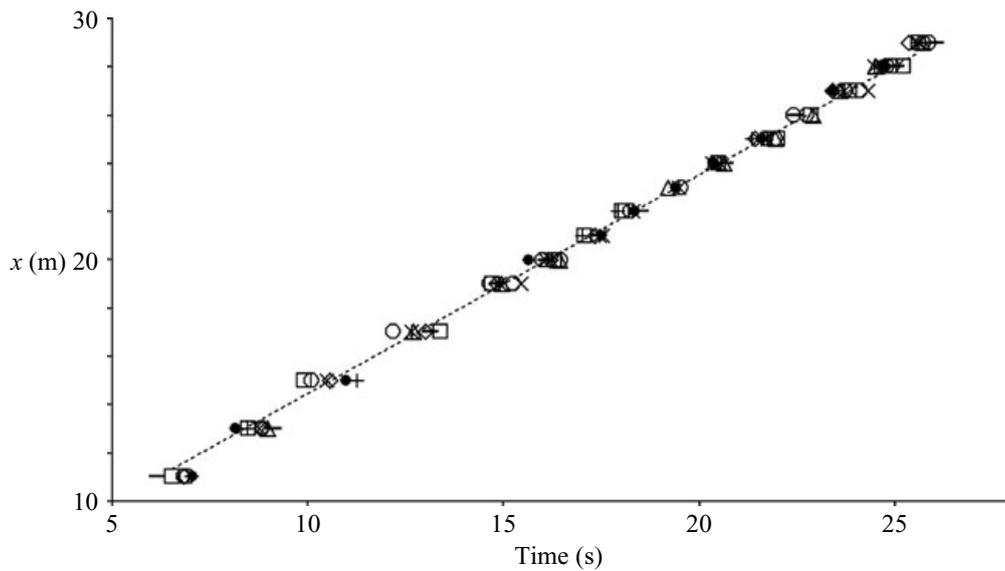


FIGURE 16. Trajectories of the maximum of the cross-wavelet power for u' and w' at several altitudes above the mean water level for $U = 6 \text{ m s}^{-1}$ in the (x, t) -plane. $Z = 13 \text{ cm}$ (\bullet), $Z = 14 \text{ cm}$ (\square), $Z = 15 \text{ cm}$ (\circ), $Z = 16 \text{ cm}$ (\times), $Z = 17 \text{ cm}$ ($*$), $Z = 18 \text{ cm}$ (\circ), $Z = 19 \text{ cm}$ ($+$), $Z = 20 \text{ cm}$ (\triangle), $Z = 25 \text{ cm}$ ($-$), $Z = 30 \text{ cm}$ (\diamond).

In §3, the critical slopes that will be used in the numerical simulations of the spatio-temporal focusing are chosen close to the experimental threshold of 0.35.

3. Numerical simulations

One of the main objectives of the present section is to study frequency-modulated wavetrains generated in a numerical wave tank to compare their behaviour with experiments with and without wind. To consider conditions similar to those of the previous experiments we used a numerical wave tank based on a boundary-integral equation method (BIEM). In the previous experiments, sporadic breaking has been

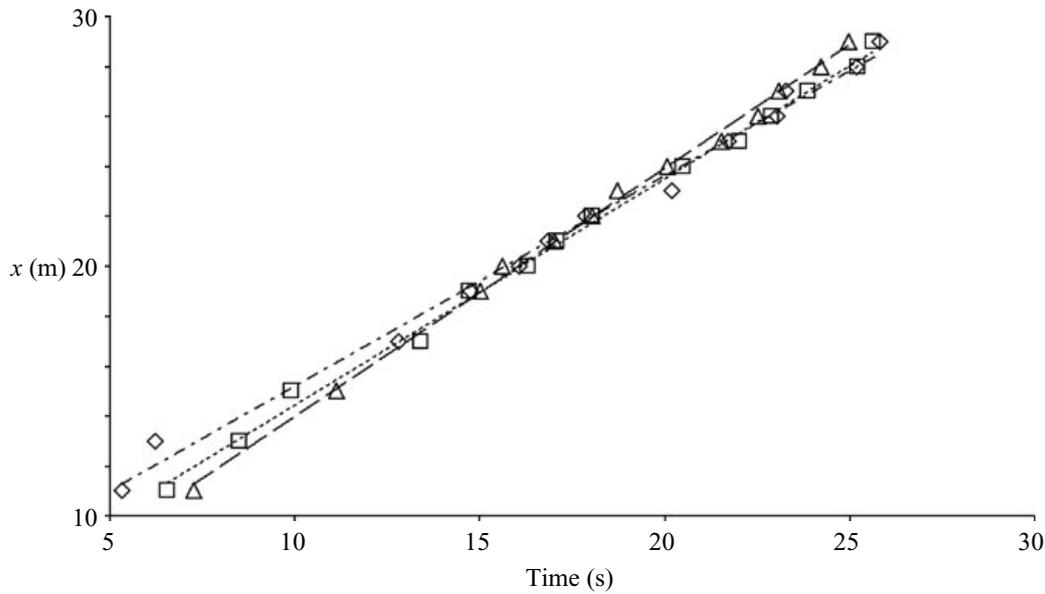


FIGURE 17. Trajectories of the maximum of the cross-wavelet power for u' and w' at altitude $z = 14$ cm, for several wind velocities in the (x, t) -plane. $U = 4 \text{ m s}^{-1}$ (\diamond), $U = 6 \text{ m s}^{-1}$ (\square), $U = 8 \text{ m s}^{-1}$ (\triangle).

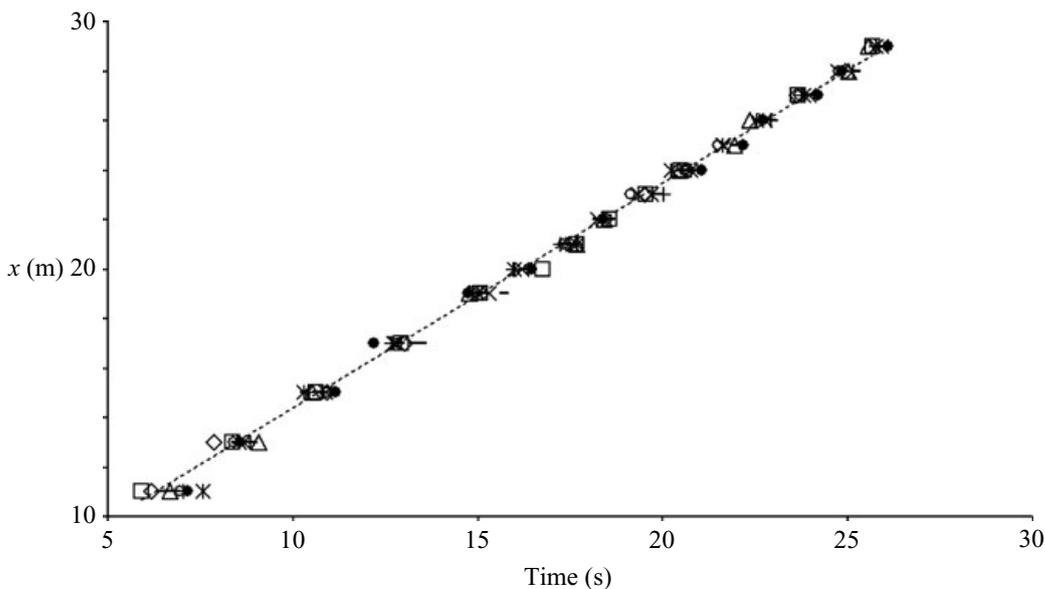


FIGURE 18. Trajectories of the maximum of the cross-wavelet power for p' and $\partial\eta/\partial t$ at several altitudes above the mean water level for $U = 6 \text{ m s}^{-1}$, in the (x, t) -plane. $Z = 13$ cm (\diamond), $Z = 14$ cm (\square), $Z = 15$ cm (\triangle), $Z = 16$ cm (\times), $Z = 17$ cm ($*$), $Z = 18$ cm (\bullet), $Z = 19$ cm ($+$), $Z = 20$ cm ($-$), $Z = 25$ cm ($---$), $Z = 30$ cm (\circ).

observed. To avoid this two-phase dissipative process which our numerical model cannot simulate, a third series of experiments has been conducted to compare both experimental and numerical results and also to check the validity of the numerical wave tank.

Beside the focusing due to the dispersion of a chirped wave group, another mechanism, the modulational instability or Benjamin–Feir instability of uniform wavetrains, can generate extreme wave events. This instability was discovered by Benjamin & Feir (1967). Zakharov (1968), using a Hamiltonian formulation of the water-wave problem, arrived at the same instability. The nonlinear evolution of

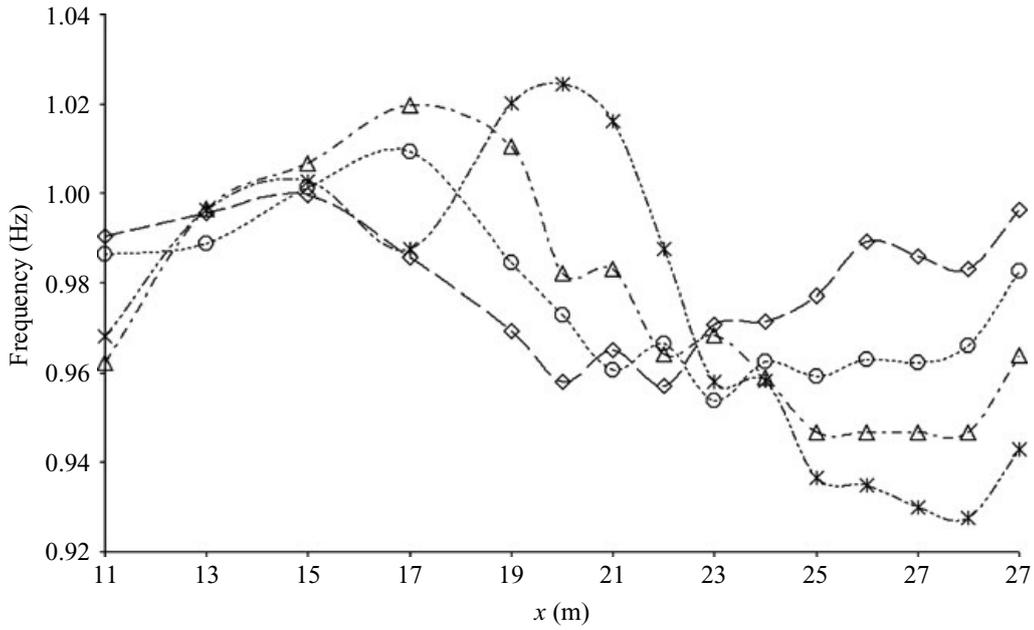


FIGURE 19. Evolution of the frequency of the maximum of the wavelet power spectrum of the surface elevation with the fetch for several values of the wind velocity. $U = 0 \text{ m s}^{-1}$ (\diamond), $U = 4 \text{ m s}^{-1}$ (\circ), $U = 6 \text{ m s}^{-1}$ (\triangle), $U = 8 \text{ m s}^{-1}$ (*).

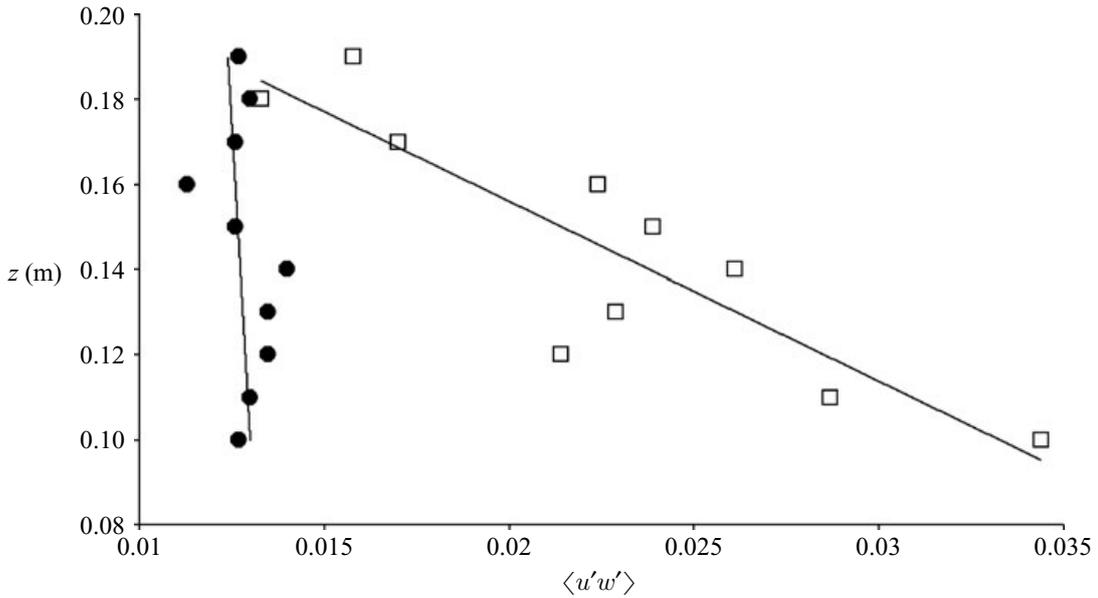


FIGURE 20. The wind stress $-\langle u'w' \rangle$ as a function of the altitude z above the mean surface elevation for $U = 4 \text{ m s}^{-1}$: \square , over the focusing group and \bullet , without focusing group.

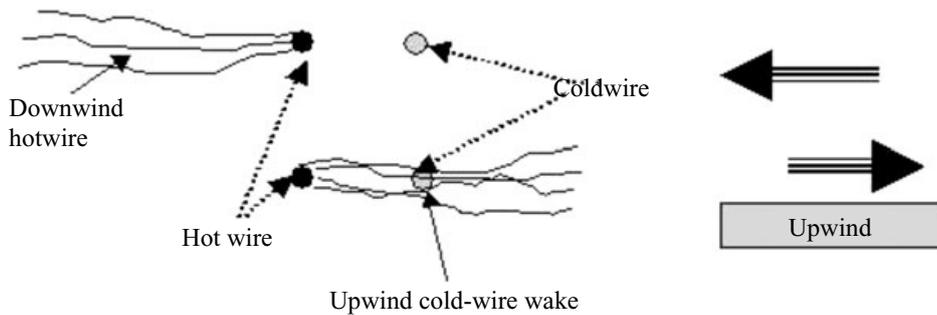


FIGURE 21. Schematic representation of the air-flow separation probe.

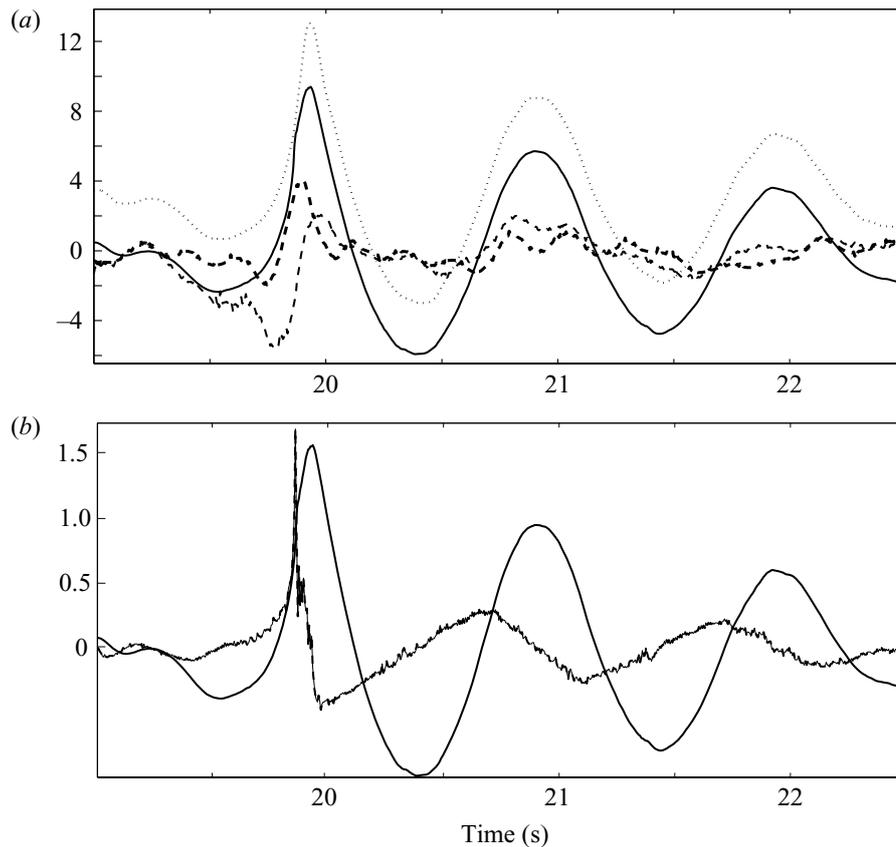


FIGURE 22. (a) Wave-surface elevation (solid line), AFS probe elevation (dotted line), cold-wire output (thick dashed line) and hot-wire output (thin dashed line) as a function of time for $U = 4 \text{ m s}^{-1}$. (b) Local longitudinal wave slope (dashed line) and wave surface elevation as a function of time for $U = 4 \text{ m s}^{-1}$.

this periodic phenomenon is investigated numerically using a high-order spectral method (HOSM), without experimental counterpart. The question is how do extreme wave events due to modulational instability under wind action evolve? How are the amplification and time duration of these waves under wind effect modified? Are these effects similar to or different from those observed in the case of extreme wave events due to the spatio-temporal focusing discussed previously?

3.1. Wind modelling: the modified Jeffreys sheltering theory

In §2, it was demonstrated experimentally for a wind velocity $U = 4 \text{ m s}^{-1}$ that steep wave events occurring in water-wave groups are accompanied by air-flow separation. Furthermore, a careful inspection of figure 5 suggests that a significant wind effect takes place when the steep wave event occurs. The focusing stage is almost independent of the wind velocity. Deviations can be observed only in the vicinity of the focus point where the waves become steep. This observation reinforces the idea that separation of the air flow in the lee of the wave crests is responsible for the growth and persistence of steep waves. The Jeffreys sheltering mechanism (Jeffreys 1925) could be used as wind modelling. Since air-flow separation occurs only over steep waves, the Jeffreys sheltering mechanism has to be applied locally in time and space and not permanently over the whole wave field. It is well known that this mechanism cannot be applied continuously over water waves. This mechanism works only when air-flow separation occurs over steep waves (Banner & Melville 1976; Kawai 1982).

Previous works on rogue waves have not considered the direct effect of wind on their dynamics. It was assumed that they occur independently of wind action, that is, far away from storm areas where wind-wave fields are formed. Herein the Jeffreys theory (see Jeffreys 1925) is invoked for the modelling of the pressure, p_a . Jeffreys proposed a plausible mechanism to explain the phase shift of the atmospheric pressure, p_a , required for an energy transfer from wind to the water waves. He suggested that the energy transfer was due to the form drag associated with the flow separation occurring on the leeward side of the crests. The air-flow separation would cause a pressure asymmetry with respect to the wave crest, resulting in a wave growth. This mechanism can be invoked only if the waves are sufficiently steep to produce air-flow separation. Banner & Melville (1976) have shown that separation occurs over breaking waves. For weak or moderate steepness of the waves this phenomenon cannot apply and the Jeffreys sheltering mechanism becomes irrelevant.

Following Jeffreys (1925), the pressure at the interface $z = \eta(x, t)$ is related to the local wave slope according to

$$p_a = \rho_a s (U - c)^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (3.1)$$

where the constant s is termed the sheltering coefficient, U is the wind speed, c is the wave phase velocity and ρ_a is atmospheric density. The sheltering coefficient, $s = 0.5$, has been calculated from experimental data. In order to apply (3.1) for steep waves only we introduce a threshold value for the slope $(\partial \eta / \partial x)_c$. When the local slope of the waves becomes larger than this critical value, the pressure is given by (3.1), otherwise the pressure at the interface is taken equal to a constant which is chosen equal to zero without loss of generality. This means that wind forcing is applied locally in time and space. According to the experiments, the critical value of the slope, $(\partial \eta / \partial x)_c$, is chosen close to 0.35, in the range (0.30–0.40) for the spatio-temporal focusing. For the nonlinear focusing due to modulational instability, we used higher values to avoid a rapid evolution towards breaking. When the critical value is low, the transfer of energy from the wind to the waves leads to wave breaking, and when it is too high, this transfer becomes negligible in influencing the wave dynamics. The choice of the value of the sheltering coefficient is also important. This coefficient has been computed experimentally. We have not performed a systematic study on the influence of $(\partial \eta / \partial x)_c$ and s on the wind–wave coupling. Our main purpose is to show that the application of the modified Jeffreys mechanism could explain simply some features of the interaction between wind and strongly modulated water-wave groups.

Figure 23 shows the pressure distribution at the interface in the vicinity of the crest, given by equation (3.1), for a threshold value close to the slope corresponding to the Stokes' corner.

3.2. Basic equations

We consider two-dimensional propagating nonlinear gravity wavetrains on the surface of an inviscid and incompressible fluid. Under the assumption that the motion is irrotational, the governing equations are the Laplace equation and nonlinear boundary conditions

$$\Delta \phi = 0 \quad \text{for} \quad z < \eta(x, t), \quad (3.2)$$

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} \nabla \phi = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad z = \eta(x, t), \quad (3.4)$$

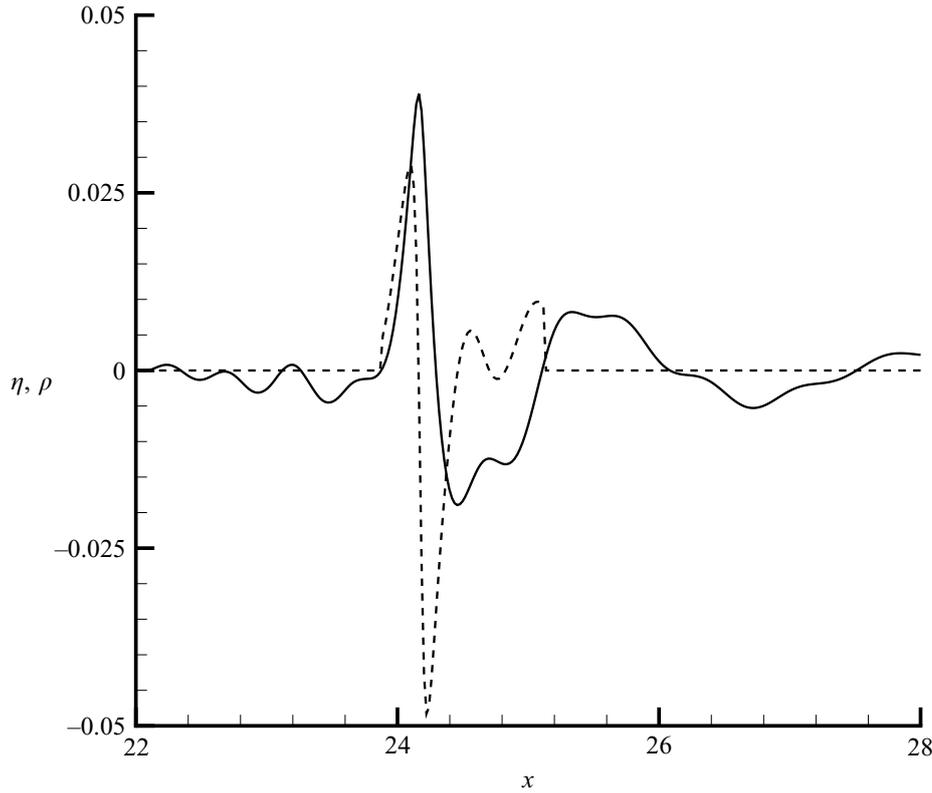


FIGURE 23. Pressure at the interface given in 10^{-1} HPa (dashed line) and surface elevation given in m (solid line) as a function of x .

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla \phi \cdot \nabla \phi + g\eta = -\frac{p_a}{\rho_w}, \quad z = \eta(x, t), \quad (3.5)$$

where $\phi(x, z, t)$ is the velocity potential, $z = \eta(x, t)$ is the equation of the surface, g is the acceleration due to gravity, p_a is the atmospheric pressure, x and z are the horizontal and vertical coordinates, respectively, and t is the time.

3.3. The spatio-temporal focusing

Herein we considered a numerical wave tank simulating the experimental water-wave tank described in the previous section. The gravity wavetrain is generated by a piston-type wavemaker. An absorbing beach located at the end of the wave tank dissipates the incident wave energy.

The Laplace equation (3.2) is solved within a domain bounded by the water surface and solid boundaries of the numerical wave tank. The condition on the solid boundary is

$$\nabla \phi \cdot \mathbf{n} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \quad \text{on} \quad \partial \Omega_S, \quad (3.6)$$

where $\partial \Omega_S$ corresponds to solid boundaries, \mathbf{v} is the velocity of the solid boundaries, set equal to zero on the horizontal bottom and downstream wall of the wave tank and equal to the velocity of the piston at any point of the wavemaker, and \mathbf{n} is the unit normal vector to the boundaries.

A Lagrangian description of the water surface is used

$$\frac{D\eta}{Dt} = \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad (3.7)$$

$$\frac{Dx}{Dt} = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (3.8)$$

where x is the abscissa of the water surface and $D/Dt = \partial/\partial t + \nabla \phi \cdot \nabla$.

Equation (3.7) is an alternative form of (3.4). The kinematic boundary condition is

$$\frac{DS}{Dt} = 0, \quad (3.9)$$

where $S(x, z, t) = \eta(x, t) - z = 0$ is the water-surface equation.

The dynamic boundary condition (3.5) is rewritten as follows:

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 - g\eta - \frac{p_a}{\rho_w}, \quad (3.10)$$

where the pressure, $p_a(x, t)$, at the water surface is given by (3.1), i.e. the Jeffreys theory presented in §4 is used for modelling the wind effect on extreme waves. Over waves presenting slopes of less than a threshold value, the atmospheric pressure is uniform, set equal to zero without loss of generality.

The system of equations to solve is (3.2), (3.6), to (3.8) and (3.10). The method to integrate numerically this system is a boundary-integral equation method (BIEM) with a mixed Euler–Lagrange (MEL) time-marching scheme. The numerical method is based on the Green's second identity. For more details see Touboul *et al.* (2006).

A focusing wavetrain is generated by the piston wavemaker, leading during the focusing stage to the generation of an extreme wave followed by a defocusing stage. The water surface and the solid boundaries (downstream wall, bottom and wavemaker) are discretized by 2000 and 1000 meshes, respectively, uniformly distributed. The time integration is performed using an RK4 scheme, with a constant time step of 0.01 s. To avoid numerical instability, the grid spacing Δx and time increment Δt have been chosen to satisfy the following Courant criterion derived from the linearized surface conditions:

$$(\Delta t)^2 \leq \frac{8\Delta x}{\pi g}. \quad (3.11)$$

Figure 24 shows the experimental and computed surface elevation $\eta(t)$ at fetch $x = 1$ m while figure 25 shows the surface elevation at several fetches, measured experimentally and computed numerically. The origin of the surface elevation corresponding to fetches $x = 18$ m and $x = 21$ m are located at 0.05 and 0.1, respectively. The data at fetch $x = 1$ m are in excellent agreement while discrepancies observed for steep waves at fetches $x = 11$ m, 18 m and 21 m are possibly due to local breaking. Nevertheless, the phases of the numerical and experimental wavetrains are the same, demonstrating the efficiency of the numerical code in reproducing correctly the nonlinear evolution of water-wave groups during the focusing–defocusing cycle.

In the first series of experiments described in §2, spilling breaking events were observed, resulting in energy dissipation and in saturation in the growth of amplitude. The present model which is based on the assumption of inviscid fluid cannot describe energy dissipation. In our model, the transfer of energy from the wind to the water waves depends on the wind velocity and threshold wave-slope value. If the latter value is low, the energy transferred becomes high and breaking occurs.

To avoid breaking waves, a third series of experiments and numerical simulations have been performed with an initial group of waves of weaker amplitude. For these experiments and simulations, the period during which water waves are emitted is increased so that the initial group contains a greater number of waves. This explains why the amplification factor is greater for this case, as can be seen in figure 26. The frequency of the wavemaker is varied linearly from $f_{max} = 1.85$ Hz to $f_{min} = 0.8$ Hz during $\Delta T = 23.5$ s. The focusing mechanism is investigated with and without wind

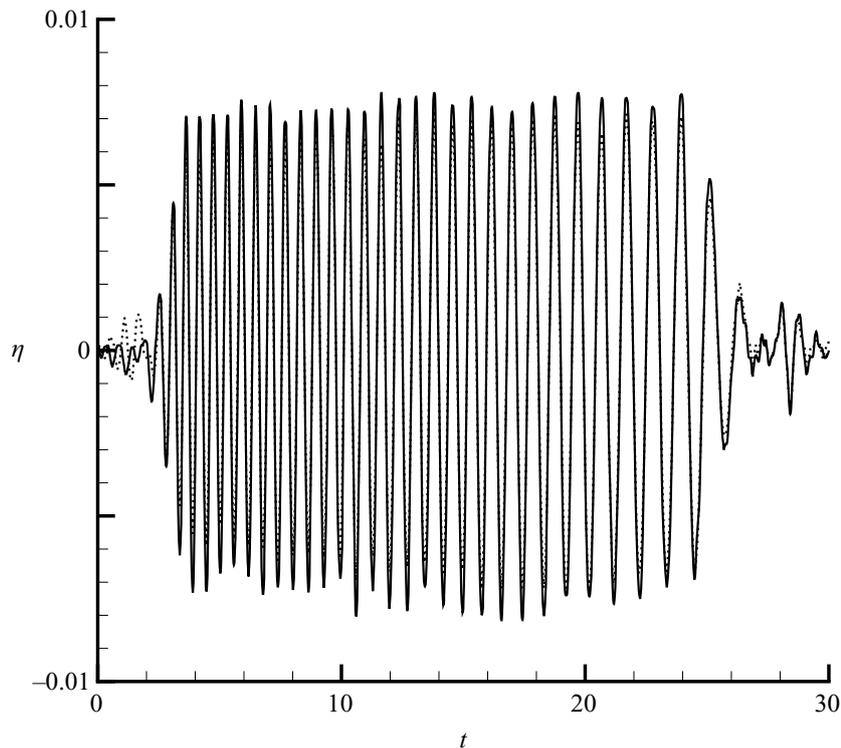


FIGURE 24. Surface elevation (m) as a function of time (s) at fetch $x = 1$ m. Experiments (solid line) and numerical simulation (dotted line) within the framework of the spatio-temporal focusing.

as well. A series of numerical simulations has been run for two values of the wind velocity: $U = 0 \text{ m s}^{-1}$ and 6 m s^{-1} . Using (2.8), figure 26 describes the spatial evolution of the amplification factor computed numerically. For $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.3$, a blow-up of the numerical simulation occurs owing to the onset of breaking. This threshold value is too low and the transfer of energy from the wind to the steep waves leads to wave breaking. The threshold value of the slope beyond which the wind forcing is applied has been increased and is $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.4$. This value corresponds to a wave close to the limiting form for which the modified Jeffreys theory applies. It can be observed that the numerical curves behave similarly to those in figure 5 and thus emphasize the asymmetry found in the experiments. The observed asymmetry between the focusing and defocusing regimes can be explained as follows. Without wind, the amplitude of the extreme wave is decreasing during defocusing. In presence of wind, the modified Jeffreys mechanism, which is acting locally in time and space, amplifies only the highest waves and hence delays their amplitude decrease during the very beginning of the defocusing stage. The competition between the dispersive nature of the water waves and the local transfer of energy from the wind to the extreme wave event leads to a balance of these effects at the maximum of modulation. This asymmetry results in an increase of the lifetime of the steep wave event which increases with the wind velocity. Hence the duration of the wind effect is relatively short to increase the amplification of the extreme wave event significantly. However, a weak increase of the amplification factor is observed in the presence of wind. The main effect of the Jeffreys sheltering mechanism is to sustain the coherence of the short group involving the steep wave event.

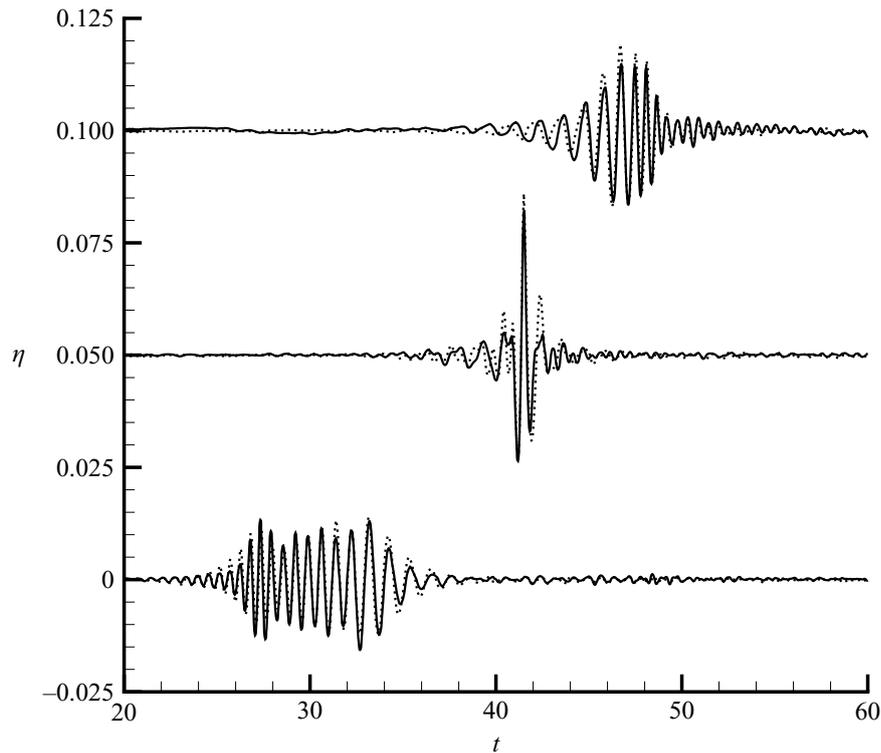


FIGURE 25. Surface elevation (m) as a function of time (s) at fetches $x = 21$ m (top), $x = 18$ m (middle) and $x = 11$ m (bottom). Experiments (solid line) and numerical simulation (dotted line) within the framework of the spatio-temporal focusing.

Figure 27 shows the experimental amplification factor and numerical amplification factor as a function of the normalized fetch x/x_f where x_f is the abscissa of the point of focus without wind. We can observe an excellent agreement between the experimental and numerical results. The experimental and numerical values of the abscissa of the focus point, x_f , and amplification factor, A , are almost the same.

In the presence of wind of velocity $U = 6 \text{ m s}^{-1}$, figure 28(a) demonstrates that the numerical and experimental amplification factors disagree beyond the focus point. For the value $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.4$, the Jeffreys sheltering mechanism is not effective enough in the present case whereas a reduction of the threshold value to 0.30 produces the onset of breaking at the focus point.

Wind waves are generally propagating in the presence of a current. Figure 28(b) corresponds to the spatio-temporal focusing in the presence of wind and current with $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.3$. The wind velocity is $U = 6 \text{ m s}^{-1}$ and a uniform following current corresponding to 2% of U has been introduced to have the numerical value of the focus point equal to the experimental value. Generally, the current induced by wind is taken equal to 3% of the wind velocity. More information about the introduction of a current in the model can be found in Touboul *et al.* (2007) who considered the formation of rogue waves from transient wavetrains propagating on a current. The introduction of the following current prevents the onset of breaking. During extreme wave events, the wind-driven current may play a significant role in the wind–wave interaction. The combined action of the Jeffreys sheltering mechanism and wind-driven current may sustain longer extreme wave events. We can see good agreement between the numerical simulation and experiment. The steep wave event is propagating over a longer distance (or period of time) in the numerical simulation and experiments as well.

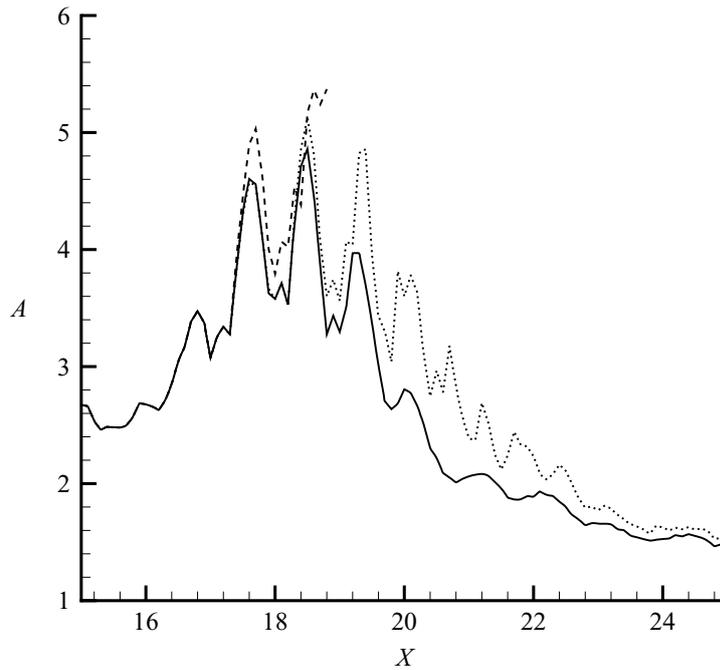


FIGURE 26. Numerical amplification factor $A(X, U)$ as a function of the distance (in m) for two values of the wind velocity within the framework of the spatio-temporal focusing: $U = 0 \text{ m s}^{-1}$ (solid line), $U = 6 \text{ m s}^{-1}$ and $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.4$ (dotted line), $U = 6 \text{ m s}^{-1}$ and $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.3$ (dashed line).

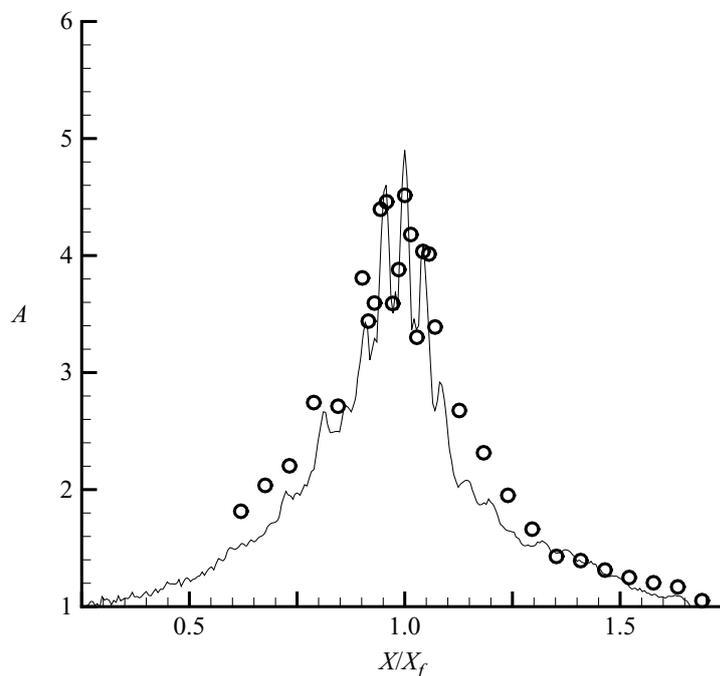


FIGURE 27. Numerical (solid line) and experimental (circle) amplification factor $A(X/X_f, U)$ as a function of the normalized distance without wind within the framework of the spatio-temporal focusing.

To summarize, we can claim that within the framework of the spatio-temporal focusing, both experimental and numerical results are in qualitative good agreement even if some quantitative differences have been observed, namely when the wind-induced

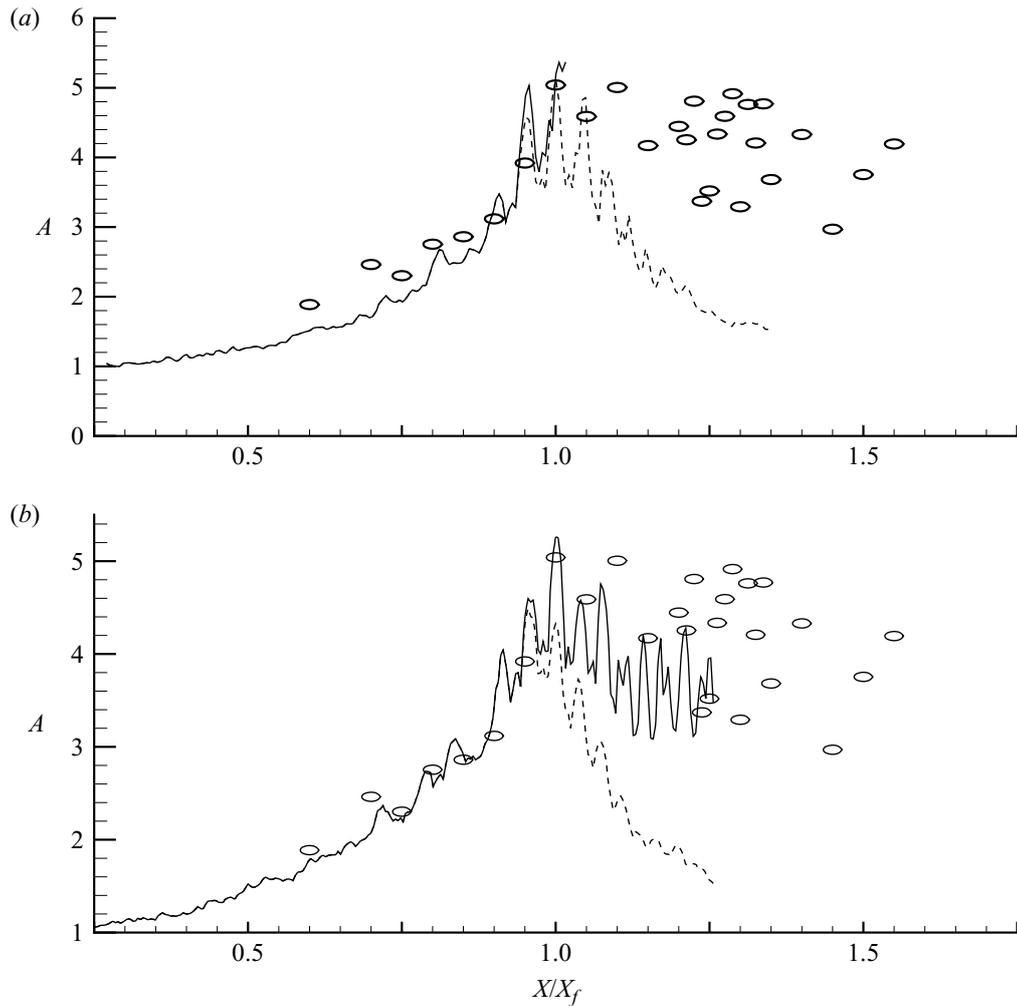


FIGURE 28. (a) Numerical (solid and dashed lines) and experimental (circle) amplification factor $A(X/X_f, U)$ as a function of the normalized distance with wind ($U = 6 \text{ m s}^{-1}$) for $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.3$ (solid line) and $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.4$ (dashed line) within the framework of the spatio-temporal focusing. (b) Numerical (solid and dashed lines) and experimental (circle) amplification factor $A(X/X_f, U)$ as a function of the normalized distance in presence of wind ($U = 6 \text{ m s}^{-1}$) and following current for $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.3$ (solid line) and $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.4$ (dashed line) within the framework of the spatio-temporal focusing.

current is ignored. The importance of a following current on the evolution of the wave group has been emphasized as well.

3.4. Focusing due to modulational instability

Beside the focusing due to dispersion of a chirped wave group, another mechanism, the modulational instability or Benjamin–Feir instability (Benjamin & Feir 1967) of uniform wavetrains, can generate extreme wave events. This periodic phenomenon is investigated numerically using a high-order spectral method (HOSM) without experimental counterpart. The question is how do extreme wave events due to modulational instability under wind action evolve? How are the amplification and time duration under wind effect modified? Are these effects similar to or different from those observed in the case of extreme wave due to dispersive focusing?

Using the fully nonlinear equations, Henderson, Peregrine & Dold (1999) and Dyachenko & Zakharov (2005) investigated numerically the onset of extreme wave events due to modulational instability, but without considering wind influence.

Introducing the potential velocity at the free surface $\phi^s(x, t) = \phi(x, \eta(x, t), t)$, (3.4) and (3.5) can be written as

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial t} = -\eta - \frac{1}{2} \nabla \phi^s \cdot \nabla \phi^s + \frac{1}{2} W^2 [1 + (\nabla \eta)^2] - p_a, \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\nabla \phi^s \cdot \nabla \eta + W [1 + (\nabla \eta)^2]. \quad (3.13)$$

where

$$W = \frac{\partial \phi}{\partial z}(x, y, \eta(x, y, t), t). \quad (3.14)$$

Equations (3.12) and (3.13) are given in dimensionless form. Reference length, reference velocity and reference pressure are, $1/k_0$, $\sqrt{g/k_0}$ and $\rho_w g/k_0$, respectively.

The numerical method used to solve the evolution equations is based on a pseudo-spectral treatment with a fourth-order Runge–Kutta integrator with constant time step, similar to the method developed by Dommermuth & Yue (1987). For more details see the paper by Skandrani, Kharif & Poitevin (1996).

It is well known that uniformly travelling wavetrains of Stokes waves are unstable to the Benjamin–Feir instability (or modulational instability) which results from a quartet resonance, that is, a resonance interaction between four components of the wave field. This instability corresponds to a quartet interaction between the fundamental component (the carrier) $\mathbf{k}_0 = k_0(1, 0)$ counted twice and two satellites $\mathbf{k}_1 = k_0(1 + p, q)$ and $\mathbf{k}_2 = k_0(1 - p, -q)$ where p and q are the longitudinal wavenumber and transversal wavenumber, respectively, of the modulation. Instability occurs when the following resonance conditions are fulfilled:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 2\mathbf{k}_0, \quad (3.15)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_0, \quad (3.16)$$

where ω_i with $i = 0, 1, 2$ are frequencies of the carrier and satellites.

A presentation of the different classes of instability of Stokes waves is given by Dias & Kharif (1999).

The procedure used to calculate the linear stability of Stokes waves is similar to the method described by Kharif & Ramamonjiarisoa (1988). Let $\eta = \bar{\eta} + \eta'$ and $\phi = \bar{\phi} + \phi'$ be the perturbed elevation and perturbed velocity potential where $(\bar{\eta}, \bar{\phi})$ and (η', ϕ') correspond, respectively, to the unperturbed Stokes wave and infinitesimal perturbative motion ($\eta' \ll \bar{\eta}, \phi' \ll \bar{\phi}$). Following Longuet-Higgins (1985), the Stokes wave of amplitude a_0 and wavenumber k_0 is computed iteratively. Substituting these decompositions into the boundary conditions linearized about the unperturbed motion and using the following forms for a two-dimensional flow:

$$\eta' = \exp(\lambda t + ipx) \sum_{-\infty}^{\infty} a_j \exp(ijx), \quad (3.17)$$

$$\phi' = \exp(\lambda t + ipx) \sum_{-\infty}^{\infty} b_j \exp(ijx + \gamma_j z), \quad (3.18)$$

where λ , a_j and b_j are complex numbers and $\gamma_j = |p + j|$.

Equations (3.17) and (3.18) correspond to an eigenvalue problem for λ with eigenvector $\mathbf{u} = (a_j, b_j)^t$:

$$(\mathbf{A} - \lambda \mathbf{B})\mathbf{u} = 0. \quad (3.19)$$

where \mathbf{A} and \mathbf{B} are complex matrices depending on the unperturbed wave steepness of the basic wave, $\epsilon = a_0 k_0$, and the arbitrary real number p . The eigenvalue, λ , satisfies

$$\det(\lambda \mathbf{B} - \mathbf{A}) = 0. \quad (3.20)$$

The physical disturbances are obtained from the real part of the complex expressions η' and ϕ' at $t = 0$.

McLean *et al.* (1981) and McLean (1982) showed that the dominant instability of a uniformly travelling train of Stokes waves in deep water is the two-dimensional modulational instability (class I), provided its steepness is less than $\epsilon = 0.30$. For higher values of the wave steepness three-dimensional instabilities (class II) become dominant, phase locked to the unperturbed wave. Herein we shall focus on the two-dimensional nonlinear evolution of a Stokes wavetrain suffering modulational instability with and without wind action. Two series of numerical simulations have been performed corresponding to two wavetrains of five and nine waves, respectively.

3.4.1. Numerical simulations without wind action

First, we consider the case of wavetrains of five waves. The initial condition is a Stokes wave of steepness $\epsilon = 0.11$, disturbed by its most unstable perturbation which corresponds to $p \approx 0.20 = 1/5$. The fundamental wavenumber of the Stokes wave is chosen so that integral numbers of the sideband perturbations (satellites) can be fitted into the computational domain. For $p = 1/5$, the fundamental wave harmonic of the Stokes wave is $k_0 = 5$ and the dominant sidebands are $k_1 = 4$ and $k_2 = 6$ for subharmonic and superharmonic parts of the perturbation, respectively. The wave parameters have been re-scaled so that the wavelength of the perturbation is equal to 2π . There exist higher harmonics present in the interactions which are not presented here. The normalized amplitude of the perturbation relative to the Stokes wave amplitude is initially taken to be equal to 10^{-3} . The order of nonlinearity is $M = 6$, the number of mesh points is $N > (M + 1)k_{max}$ where k_{max} is the highest harmonic taken into account in the simulation. The latter criterion concerning N is introduced to avoid aliasing errors. The definition of the integer M can be found in Dommermuth & Yue (1987). To compute the long-time evolution of the wavetrain, the time step Δt is chosen to be equal to $T/100$ where T is the fundamental period of the basic wave. This temporal discretization satisfies the CFL condition.

For the case without wind, the time histories of the normalized amplitude of the carrier, lower sideband and upper sideband of the most unstable perturbation are plotted in figure 29(a). Another perturbation which was initially linearly stable becomes unstable in the vicinity of the maximum of modulation resulting in the growth of the sidebands $k_3 = 3$ and $k_4 = 7$. The nonlinear evolution of the two-dimensional wavetrain exhibits the Fermi–Pasta–Ulam recurrence phenomenon. This phenomenon is characterized by a series of modulation–demodulation cycles in which initially uniform wavetrains become modulated and then demodulated until they are again uniform. Herein one cycle is reported. At $t \approx 360T$ the initial condition is more or less recovered. At the maximum of modulation $t = 260T$, we can see a temporary frequency (and wavenumber) downshifting since the subharmonic mode $k_1 = 4$ is dominant. At this stage, a very steep wave occurs in the group (figure 30a). Notice that the solid line represents the free surface without wind effect while the dotted line corresponds to the case with wind effect which will be discussed below. Figures 30(b) to 30(d) show the free-surface profiles at several instants of time. The solid lines correspond to the case without wind action. We can emphasize

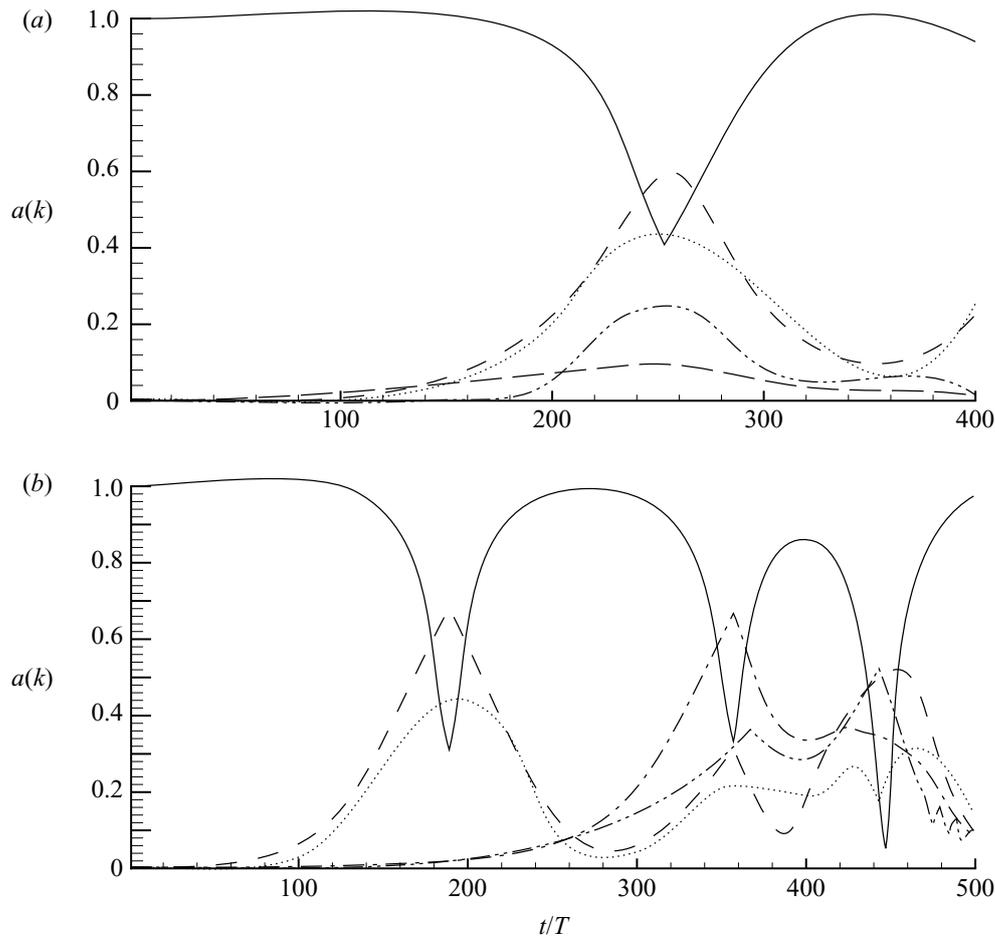


FIGURE 29. (a) Time histories of the amplitude of the fundamental mode, $k_0 = 5$ (solid line), subharmonic mode, $k_1 = 4$ (dashed line), and superharmonic mode, $k_2 = 6$ (dotted line), for an evolving perturbed Stokes wave of initial wave steepness $\epsilon = 0.11$ and fundamental wave period T , without wind action. The two lowest curves (dot-dot-dashed and dot-dashed lines) correspond to the modes $k_3 = 3$ and $k_4 = 7$. (b) Time histories of the amplitude of the fundamental mode, $k_0 = 9$ (solid line), subharmonic modes, $k_1 = 7$ (dashed line) and $k_3 = 8$ (dot-dashed line), and superharmonic modes, $k_2 = 11$ (dotted line) and $k_4 = 10$ (dot-dot-dashed line), for an evolving perturbed Stokes wave of initial wave steepness $\epsilon = 0.13$ and fundamental wave period T , without wind action.

that no breaking occurs during the numerical simulation. Dold & Peregrine (1986) have studied numerically the nonlinear evolution of different modulating wavetrains towards breaking or recurrence. For a given number of waves in the wavetrains, breaking always occurs above a critical initial steepness, and below a recurrence towards the initial wave group is observed. This problem was revisited by Banner & Tian (1998) who, however, did not consider the excitation at the maximum of modulation of the perturbation corresponding to $p = 2/5$.

A second numerical simulation corresponding to the case of wavetrains of nine waves is now considered. The initial condition is a Stokes wave of steepness $\epsilon = 0.13$, disturbed by its most unstable perturbation which corresponds to $p \approx 2/9$. The unstable sideband perturbations corresponding to $p = 1/9$ are introduced as well. Hence, we consider the nonlinear evolution of the wavetrain when two unstable modulations are now present whereas in the previous case only one unstable modulation was introduced. For $p = 2/9$, the fundamental wave harmonic of the Stokes wave is now $k_0 = 9$ and the dominant sidebands are $k_1 = 7$ and $k_2 = 11$ for the subharmonic and superharmonic parts of the perturbation, respectively, whereas

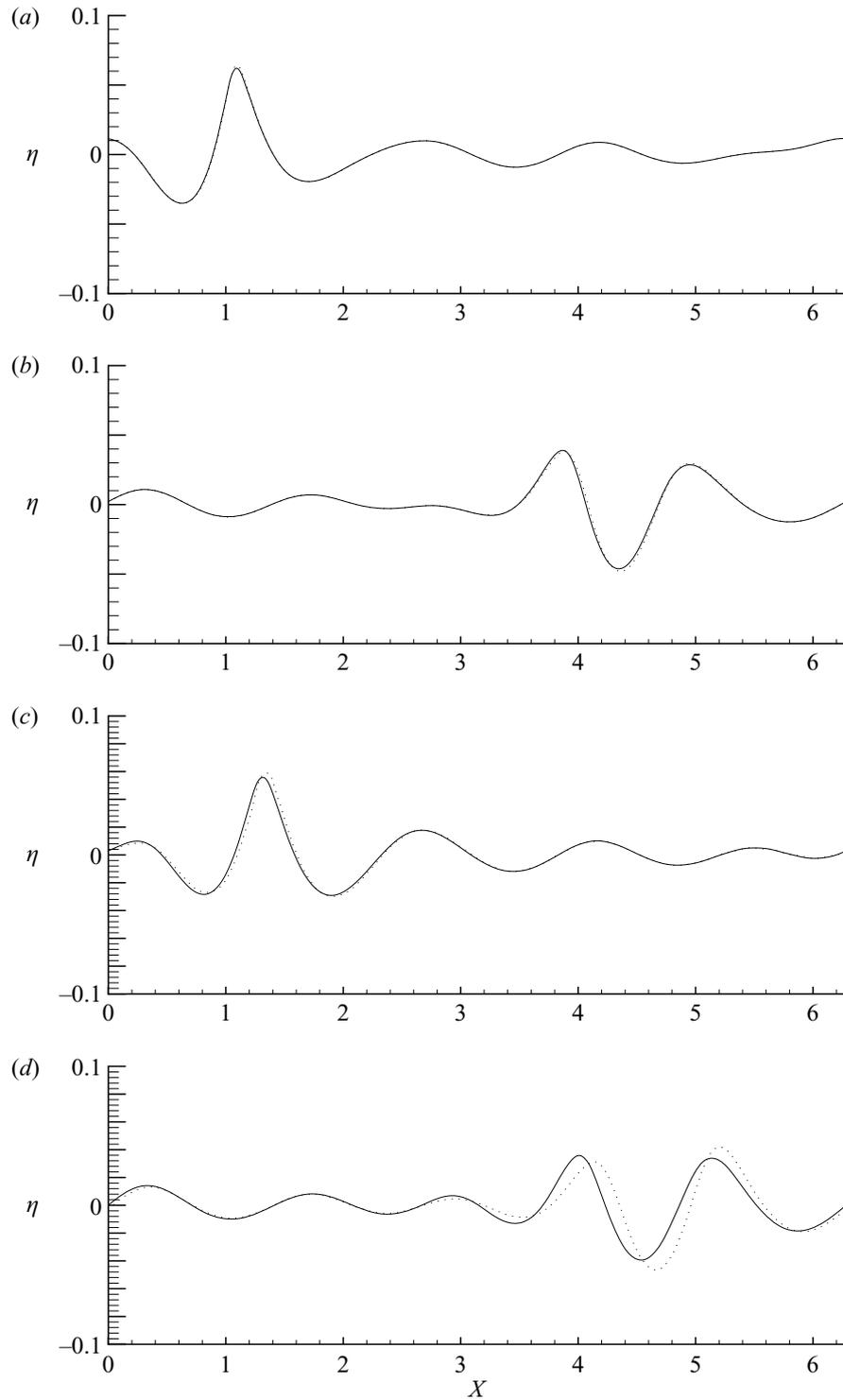


FIGURE 30. Surface wave profile at (a) $t = 260T$, (b) $t = 265T$, (c) $t = 270T$, (d) $t = 275T$: without wind (solid line) and with wind (dotted line).

the satellites $k_3 = 8$ and $k_4 = 10$ are the sidebands of the unstable perturbation corresponding to $p = 1/9$. The time histories of the normalized amplitude of the carrier, lower sideband and upper sideband of the two unstable perturbations are plotted in figure 29(b). A kind of Fermi–Pasta–Ulam recurrence can be observed, which is stopped at $t \approx 500T$ by the onset of breaking. Herein the onset of breaking is delayed by the presence of two unstable perturbations. This result is in agreement with those of Dold & Peregrine (1986) and Banner & Tian (1998). At $t = 192T$,

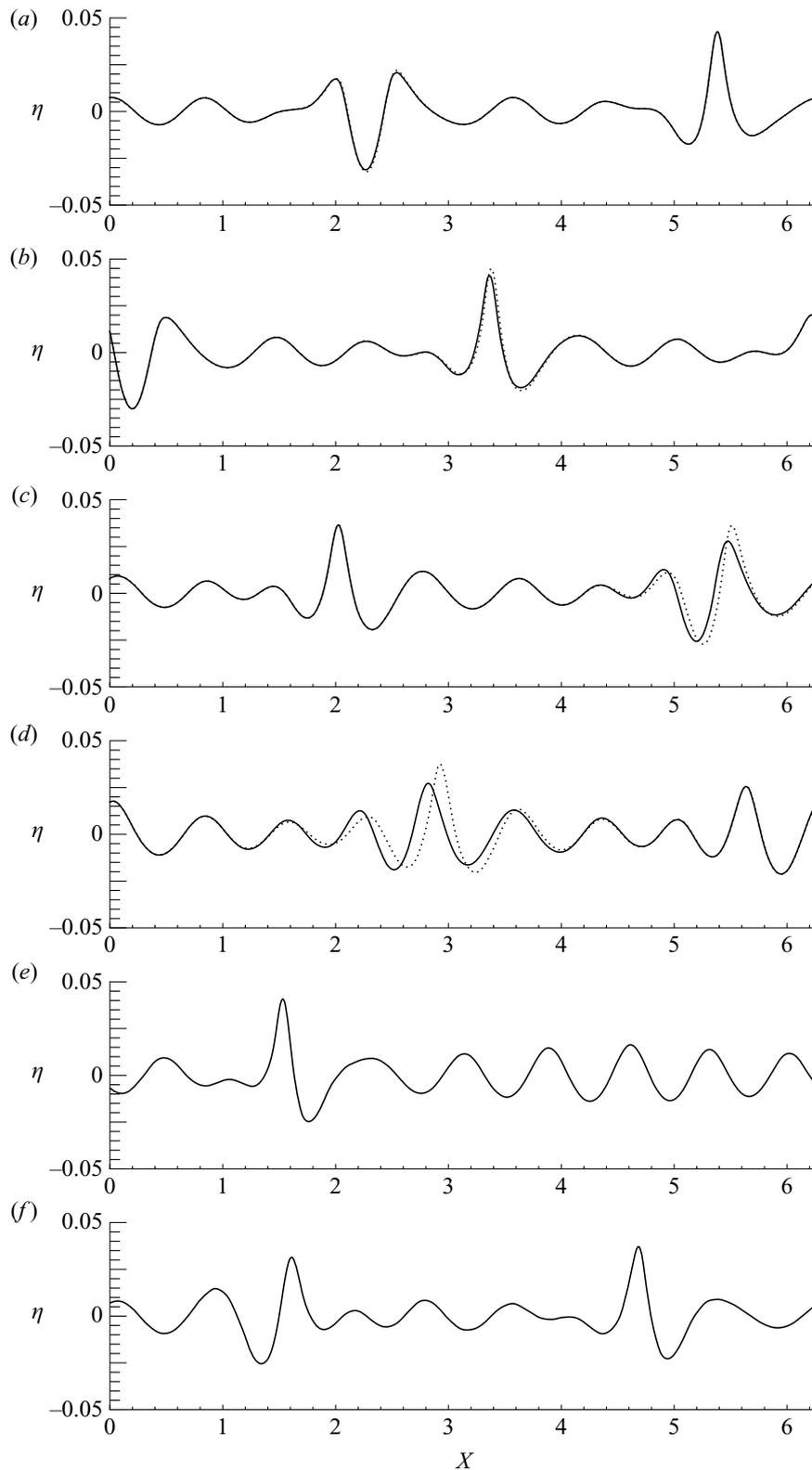


FIGURE 31. Surface wave profile at (a) $t = 192T$, (b) $t = 195T$, (c) $t = 200T$, (d) $t = 210T$, (e) $t = 360T$, (f) $t = 445T$: without wind (solid line) and with wind (dotted line).

$t = 360T$ and $t = 445T$ which correspond to the first, second and third maxima of modulation without wind, an extreme wave event occurs (figures 31a (solid line), 31e and 31f). The subharmonic sideband, $k_1 = 7$, is dominant and a temporary frequency downshifting is observed. Figures 31(b), 31(c) and 31(d) give the profiles of the wavetrain at $t = 195T$, $t = 200T$ and $t = 210T$, respectively.

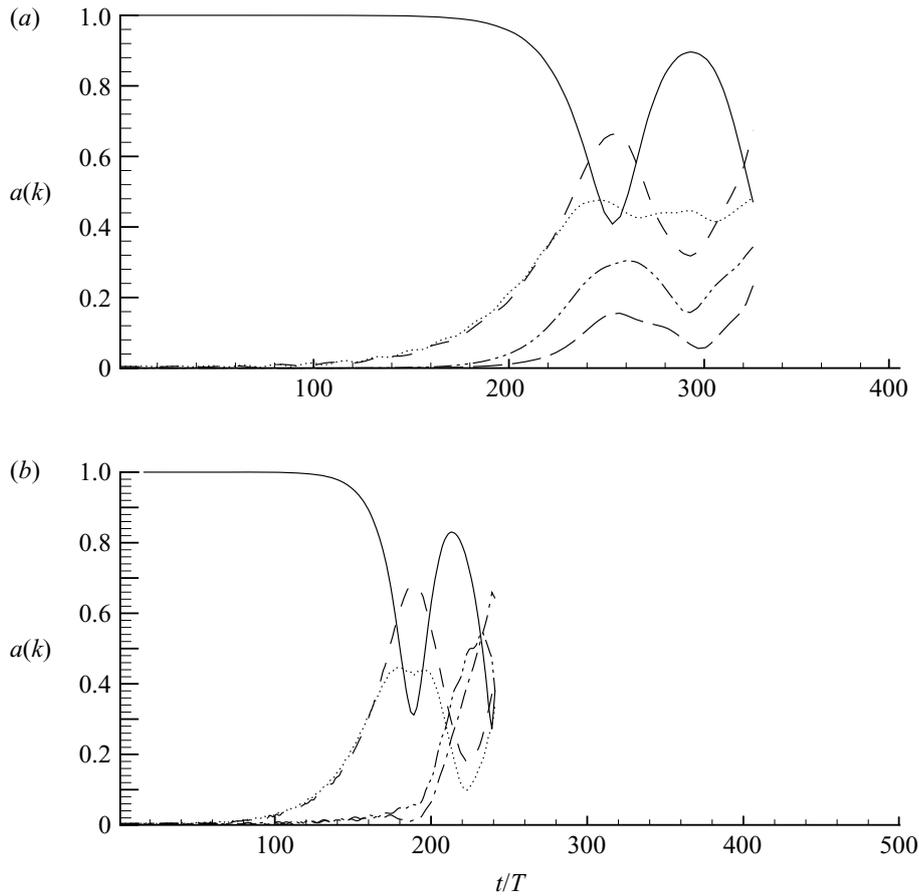


FIGURE 32. (a) Time histories of the amplitude of the fundamental mode, $k_0 = 5$ (solid line), subharmonic mode, $k_1 = 4$ (dashed line), and superharmonic mode, $k_2 = 6$ (dotted line), for an evolving perturbed Stokes wave of initial wave steepness $\epsilon = 0.11$ and fundamental wave period T , with wind action ($U = 1.75c$). The two lowest curves (dot-dot-dashed and dot-dashed lines) correspond to the modes $k_3 = 3$ and $k_4 = 7$. (b) Time histories of the amplitude of the fundamental mode, $k_0 = 9$ (solid line), subharmonic modes, $k_1 = 7$ (dashed line) and $k_3 = 8$ (dot-dashed line), and superharmonic modes, $k_2 = 11$ (dotted line) and $k_4 = 10$ (dot-dot-dashed line), for an evolving perturbed Stokes wave of initial wave steepness $\epsilon = 0.13$ and fundamental wave period T , with wind action.

Owing to a mode competition between the satellites of the two unstable disturbances, it is now the subharmonic sideband, $k_3 = 8$, of the initially less unstable perturbation which is dominant at the second maximum of modulation.

3.4.2. Numerical simulations with wind action

Figures 32(a) and 32(b) are similar to figures 29(a) and 29(b), respectively, except that now water waves evolve under wind action. Wind forcing is applied over crests of the group of five waves of slopes larger than $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.405$ while for the group of nine waves it is applied over crests of slope steeper than 0.5125. These conditions are satisfied for $256T < t < 270T$ for the first wavetrain and for $187T < t < 200T$ and $237T < t < 240T$ for the second, that is during the maximum of modulation which corresponds to the formation of the extreme wave event. When the values of the wind velocity are too high, numerical simulations fail during the formation of the extreme wave event, owing to breaking. During the breaking wave process, the slope of the surface becomes infinite, leading numerically to a spread of energy into high wavenumbers. This local steepening is characterized by a numerical blow-up (for methods dealing with an Eulerian description of the flow). To avoid a wave breaking

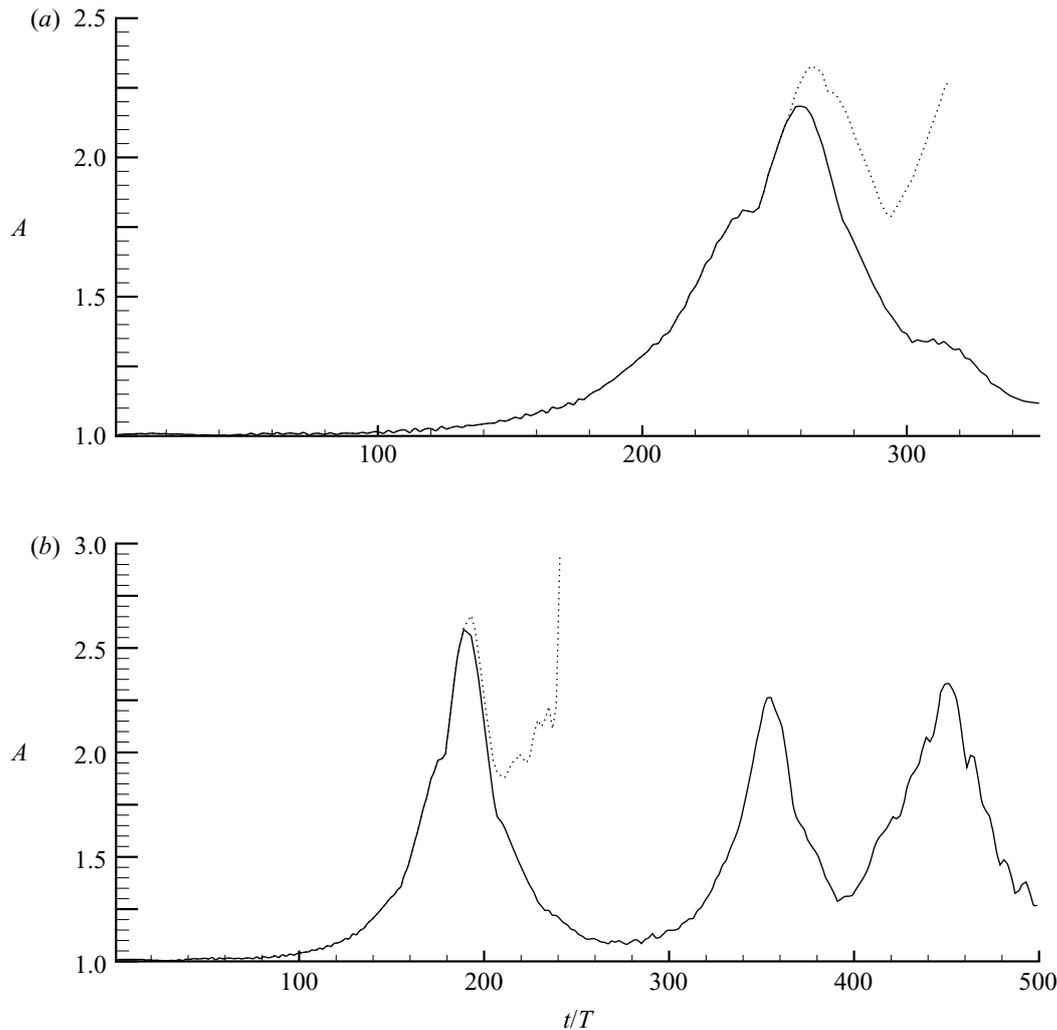


FIGURE 33. (a) Numerical amplification factor as a function of time for a wavetrain of five waves without wind (solid line) and with wind (dotted line) for $U = 1.75c$. (b) Numerical amplification factor as a function of time for a wavetrain of nine waves without wind (solid line) and with wind (dashed line) for $U = 1.75c$.

too early, the wind velocity U is fixed close to $1.75c$. Owing to the weak effect of the wind on the kinematics of the crests on which it acts, the phase velocity, c , is computed without wind. The effect of the wind reduces significantly the demodulation cycle and thus sustains the extreme wave event. This feature is clearly shown in figures 33(a) and 33(b), corresponding to wavetrains of five and nine waves, respectively. The amplification factor is stronger in the presence of wind and the rogue wave criterion given by (1.1), $A > 2.2$, is satisfied during a longer period of time. In the presence of wind forcing, extreme waves evolve into breaking waves at $t \approx 330T$ and $t \approx 240T$ for wavetrains of five and nine waves, respectively. For the case of a wavetrain of five waves, figures 30(a) to 30(d) display water-wave profiles at different instants of time in the vicinity of the maximum of modulation with and without wind. The solid lines corresponds to waves propagating without wind while the dotted lines represent the wave profiles under wind action. These figures show that the wind does not modify the phase velocity of the very steep waves while it increases their height and their duration. A similar behaviour is shown in figures 31(a) to 31(d), corresponding to the group of nine waves. We can conclude that extreme waves occurring under wind action in both wavetrains present the same features.

To summarize the results of this section, we can claim that extreme wave events generated by modulational instability in the presence of wind behave similarly to those due to dispersive spatio-temporal focusing discussed in the §§2 and 3.3. It is found that extreme wave events generated by two different mechanisms exhibit the same behaviour in the presence of wind. Furthermore, in the presence of local wind forcing, extreme waves evolve to breaking waves for initial wavetrains of steepness $\epsilon = 0.11$ and $\epsilon = 0.13$ considered herein. In another context, Banner & Song (2002) have investigated numerically the onset and strength of breaking for deep-water waves under wind forcing and surface shear. In their study, wind modelling is based on the Miles theory which is different from the Jeffreys sheltering mechanism used in this paper.

4. Conclusions

A series of experiments on the formation of extreme waves through the spatio-temporal focusing mechanism has been conducted in the large wind-wave tank of IRPHE and corresponding numerical simulations have been run as well. Furthermore, a second mechanism due to modulational instability and yielding to the generation of these extreme wave events has been considered numerically.

Experiments have shown that in presence of wind, the kinematics and dynamics of the wave group are modified, namely the focus point is shifted downstream, the height and duration of the extreme waves are increased. A more careful and detailed analysis of the wind–wave interaction during the wave focusing emphasized the strong coupling between the wave group and the turbulent boundary layer when the extreme wave event occurs. Hence, it has been shown that air-sea fluxes are strongly enhanced in the presence of strongly modulated wave groups. This strong correlation between the very steep waves of the group and the wind suggests that the Jeffreys sheltering mechanism could be a suitable model. In the presence of wind, it is shown experimentally that the occurrence of extreme wave events is accompanied by a reverse flow. Note that this mechanism, which is applied only over very steep water waves, works locally in space and time. For the smallest wind velocity, $U = 4 \text{ m s}^{-1}$, considered herein, it has been shown experimentally that the wind has a sufficient aerodynamic influence to maintain extreme wave events. Nevertheless from our experiments, it is not possible to provide the value of the critical velocity for which aerodynamic influence becomes appreciable, that is, when air flow separation occurs. For $U < 4 \text{ m s}^{-1}$, a new series of experiments is required to determine the critical wind velocity for which air-flow separation is observed. This phenomenon depends strongly on wind velocity and local wave slope as well. Numerical simulations based on two-phase-flow Navier–Stokes equations and experiments are planned to investigate the occurrence of reverse air-flow events as a function of both wind velocity and local wave slope.

Similar numerical simulations have been performed, corresponding to the spatio-temporal focusing studied experimentally and the wave focusing due to modulational instability as well. For the spatio-temporal focusing, a numerical wave tank has been used to generate the water waves while the Jeffreys theory has been applied for the wind modelling to reproduce the experimental configuration. The numerical results are in qualitative good agreement with those obtained experimentally. The generation of extreme wave events due to modulational instability has concerned two numerical simulations of wavetrains of five waves and nine waves, respectively, using a pseudo-spectral method. It was found that in the presence of wind, extreme wave events due to modulational instability behave similarly to those due to spatio-temporal focusing.

For both cases considered in the present study, namely modulating wave trains of five and nine waves, it was found that steep waves evolve to breaking waves under local wind forcing. The role of the wind-driven current has been emphasized during extreme wave events. Following Banner & Song (2002), it should be interesting to introduce wind forcing with surface shear instead of the uniform current used in the present investigation. Another issue is to find an indicator for the onset of rogue waves.

The present study has demonstrated that under specific conditions, the modified Jeffreys sheltering mechanism can be physically relevant for influencing the dynamics of extreme wave events. The wave breaking or/and limited length of the numerical wind-wave tank do not allow this information to be readily determined and require more attention. Nevertheless, from figure 26, we can obtain an estimate for $U = 6 \text{ m s}^{-1}$ and $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.4$. The duration of the extreme wave event is roughly multiplied by 1.75. For $(\partial\eta/\partial x)_c = 0.3$, we observe a blow-up of the numerical simulation that corresponds to breaking. On the other hand when a co-flowing current is introduced, no breaking occurs and the extreme wave event is sustained longer. In our numerical experiments, the normalized amplitude does not become less than 2.2 beyond the maximum of modulation (see figure 28-*b*).

We are grateful to the referees for their useful comments which helped us to improve the paper. E.P. gratefully acknowledges the Centre National de la Recherche Scientifique which supported his stay at the Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre as Directeur de Recherche. This work was partly supported by INTAS (06-1000013-9236).

REFERENCES

- BALK, A. M. 1996 The suppression of short waves by a train of long waves. *J. Fluid Mech.* **315**, 139–150.
- BANNER, M. I. 1990 The influence of wave breaking on the surface distribution in wind-wave interactions. *J. Fluid Mech.* **211**, 463–495.
- BANNER, M. I. & MELVILLE, W. K. 1976 On the separation of air flow over water waves. *J. Fluid Mech.* **77**, 825–842.
- BANNER, M. I. & SONG, J. 2002 On determining the onset and strength of breaking for deep water waves. Part ii: Influence of wind forcing and surface shear. *J. Phys. Oceanogr.* **32**, 2559–2570.
- BANNER, M. I. & TIAN, X. 1998 On the determination of the onset of breaking for modulating surface gravity water waves. *J. Fluid Mech.* **367**, 107–137.
- BENJAMIN, T. B. & FEIR, J. E. 1967 The desintegration of wave trains on deep water. Part 1. theory. *J. Fluid Mech.* **27**, 417–430.
- BLIVEN, L. F., HUANG, N. E. & LONG, S. R. 1986 Experimental study of the influence of wind on Benjamin–Feir sideband instability. *J. Fluid Mech.* **162**, 237–260.
- CALINI, A. & SCHÖBER, C. M. 2002 Homoclinic chaos increases the likelihood of rogue wave formation. *Phys. Lett. A* **298**, 335–349.
- CLAMOND, D., FRANCIUS, M., GRUE, J. & KHARIF, C. 2006 Strong interaction between envelope solitary surface gravity waves. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **25**, 536–553.
- DIAS, F. & KHARIF, C. 1999 Nonlinear gravity and capillary-gravity waves. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **31**, 301–346.
- DOLD, J. W. & PEREGRINE, D. H. 1986 Water wave modulation. In *Proc. 20th Intl. Conf. Coastal Engng, ASCE, Taipei*, vol. 1, pp. 163–175.
- DOMMERMUTH, D. G. & YUE, D. K. P. 1987 A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves. *J. Fluid Mech.* **184**, 267–288.
- DYACHENKO, A. I. & ZAKHAROV, V. E. 2005 Modulational instability of Stokes wave \rightarrow freak wave. *Sov. Phys., J. Exp. Theor. Phys.* **81** (6), 318–322.

- DYSTHE, K. B. 2001 Modelling a 'rogue wave' – speculations or a realistic possibility? In *Rogue Waves 2000* (ed. M. Olagnon & G. A. Athanassoulis), vol. 32, pp. 255–264. Ifremer, Brest.
- DYSTHE, K. B. & TRULSEN, K. 1999 Note on breather type solutions of the nls as a model for freak waves. *Phys. Scripta* **82**, 48–52.
- GIOVANANGELI, J. P. 1988 A new method for measuring static pressure fluctuations with application to wind wave interaction. *Exps. Fluids* **6**, 1221–1225.
- GIOVANANGELI, J. P. & CHAMBAUD, P. 1987 Pressure, velocity and temperature sensitivities of a bleed-type pressure sensor. *Rev. Sci. Instrum.* **58**, 154–164.
- GIOVANANGELI, J. P., KHARIF, C. & PELINOVSKY, E. 2005 Experimental study of the wind effect on the focusing of transient wave groups. In *Rogue Waves 2004* (ed. M. Olagnon & M. Prevosto), vol. 39. Ifremer, Brest.
- GIOVANANGELI, J. P., REUL, N., GARAT, M. H. & BRANGER, H. 1999 Some aspects of wind-wave coupling at high winds: an experimental study. In *Wind-over-Wave Couplings* (ed. S.G. Saggiadi, N.H. Thomas & J.C.R. Hunt), pp 81–90. Clarendon Press Oxford.
- HENDERSON, K. L., PEREGRINE, D. H. & DOLD, J. W. 1999 Unsteady water wave modulations: fully nonlinear solutions and comparison with the nonlinear Schrödinger equation. *Wave Motion* **29**, 341–361.
- JANSSEN, P. A. E. M. 2003 Nonlinear four-wave interactions and freak waves. *J. Phys. Oceanogr.* **33**, 863–884.
- JEFFREYS, H. 1925 On the formation of wave by wind. *Proc. R. Soc. Lond. A* **107**, 189–206.
- KAWAI, S. 1982 Structure of air flow separation over wind wave crests. *Boundary-Layer Met.* **23**, 503–521.
- KHARIF, C. & PELINOVSKY, E. 2003 Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **22**, 603–634.
- KHARIF, C. & RAMAMONJARISSA, A. 1988 Deep water gravity wave instabilities at large steepness. *Phys. Fluids* **31**, 1286–1288.
- KHARIF, C., PELINOVSKY, E., TALIPOVA, T. & SLUNYAEV, A. 2001 Focusing of nonlinear wave groups in deep water. *Sov. Phys., J. Exp. Theor. Phys. Lett.* **73**(4), 170–175.
- LATIF, M. A. 1974 Acoustic effects on pressure measurements over water waves in the laboratory. *Tech. Rep. 25*. Coastal and Oceanographic Engineering Laboratory, Gainesville, Florida.
- LI, J. C., HUI, W. H. & DONELAN, M. A. 1987 Effects of velocity shear on the stability of surface deep water wave trains. In *Nonlinear Water Waves (IUTAM Symp.)*, pp. 213–220. Springer.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. 1985 Bifurcation in gravity waves. *J. Fluid Mech.* **151**, 457–475.
- MCLEAN, J. W. 1982 Instabilities of finite-amplitude water waves. *J. Fluid Mech.* **114**, 315–330.
- MCLEAN, J. W., MA, Y. C., MARTIN, D. U., SAFFMAN, P. G. & YUEN, H. C. 1981 Three-dimensional instability of finite-amplitude water waves. *Phys. Rev. Lett.* **46**, 817–820.
- MASTENBROECK, C., MAKIN, V. K., GARAT, M. H. & GIOVANANGELI, J. P. 1996 Experimental evidence of the rapid distortion of turbulence in the air flow over water waves. *J. Fluid Mech.* **318**, 273–302.
- OSBORNE, A. R., ONORATO, M. & SERIO, M. 2000 The nonlinear dynamics of rogue waves and holes in deep-water gravity wave train. *Phys. Rev. A* **275**, 386–393.
- PAPADIMITRAKIS, Y. A., HSU, Y. & STREET, R. L. 1986 The role of wave-induced pressure fluctuations in the transfer across an air–water interface. *J. Fluid Mech.* **170**, 113–127.
- PELINOVSKY, E., TALIPOVA, T. & KHARIF, C. 2000 Nonlinear dispersive mechanism of the freak wave formation in shallow water. *Physica D* **147**, 83–94.
- REUL, N., BRANGER, H. & GIOVANANGELI, J.-P. 1999 Air flow separation over unsteady breaking waves. *Phys. Fluids* **11**, 1959–1961.
- SKANDRANI, C., KHARIF, C. & POITEVIN, J. 1996 Nonlinear evolution of water surface waves: The frequency downshifting phenomenon. *Contemp. Maths* **200**, 157–171.
- SLUNYAEV, A., KHARIF, C., PELINOVSKY, E. & TALIPOVA, T. 2002 Nonlinear wave focusing in water of finite depth. *Physica D* **173**, 77–96.
- SONG, J. & BANNER, M. I. 2002 On determining the onset and strength of breaking for deep water waves. part I: Unforced Irrotational Wave Groups. *J. Phys. Oceanogr.* **32**, 2541–2558.
- TORRENCE, C. & COMPO, G. P. 1998 A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Am. Met. Soc.* **79**, 61–78.

- TOUBOUL, J., GIOVANANGELI, J. P., KHARIF, C. & PELINOVSKY, E. 2006 Freak waves under the action of wind: experiments and simulations. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **25**, 662–676.
- TOUBOUL, J., PELINOVSKY, E. & KHARIF, C. 2007 Nonlinear focusing wave groups on current. *J. Korean Soc. Coastal Ocean Engng* **19**(3), 222–227.
- WASEDA, T. & TULIN, M. P. 1999 Experimental study of the stability of deep-water wave trains including wind effects. *J. Fluid Mech.* **401**, 55–84.
- WHITHAM, G. B. 1967 Nonlinear dispersion of water waves. *J. Fluid Mech.* **27**, 399–412.
- ZAKHAROV, V. E. 1968 Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of deep water. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **9**, 190–194.

Quatrième partie

Conclusion

Chapitre 12

Conclusions et perspectives

12.1 Principaux résultats

Cette étude porte sur les mécanismes d'interactions entre le vent et les vagues et plus particulièrement dans les zones toutes proches de l'interface air-eau. Plusieurs thèmes sont abordés : l'étude des champs de vitesse et de pression dans l'air à proximité immédiate de l'interface et notamment dans le creux des vagues, la détermination de la tension visqueuse exercée par le vent à la surface de l'eau, l'effet des vagues sur le bilan de l'énergie cinétique de la turbulence et ses implications sur la méthode de la mesure du flux de quantité de mouvement par la méthode Inertio-Dissipative, l'effet du vent sur la génération et l'évolution des vagues extrêmes.

Des séries d'expériences ont été effectuées dans la grande soufflerie air-eau de l'IRPHE. Au préalable, une part importante des travaux a consisté à développer des dispositifs expérimentaux complets et originaux, notamment en ce qui concerne la mesure des fluctuations de pression dans l'air à partir d'une sonde embarquée sur un dispositif suiveur à vague. Une autre méthode innovante a été développée. Elle consiste à faire « plonger » à travers l'interface air-eau une sonde de vitesse à fil chaud afin de déterminer la structure de l'écoulement d'air dans la sous-couche visqueuse de la couche limite aérienne. Enfin une autre technique de mesure a été mise en oeuvre pour détecter le décollement de l'air à la crête des vagues.

En ce qui concerne la mesure directe de la tension visqueuse, les résultats mettent en évidence l'existence d'une sous-couche visqueuse dans laquelle le profil vertical de la vitesse moyenne du vent évolue de manière linéaire. Son épaisseur est du même ordre de grandeur que sur une paroi rigide plane. De plus, la contribution de la tension visqueuse à la tension totale est une fonction décroissante du vent et de la cambrure de l'onde dominante. On montre également que la tension visqueuse n'est pas constante le long du profil de la vague mais présente des modulations en fonction de la phase de la vague avec une amplitude de modulation qui croît avec la cambrure de la vague.

Les résultats des mesures des flux de quantité de mouvement faites à partir de support de sondes fixe et mobile (en suivant les mouvements de l'interface) permettent de mettre

en défaut les méthodes classiques de mesure de la traînée de forme (corrélation pression-pente des vagues) qui consiste à extrapoler à l'altitude de l'eau au repos des mesures faites à différentes altitudes. L'expression analytique du flux de quantité de mouvement de l'air à l'eau est écrite dans un repère mobile. Les diverses composantes de la traînée totale écrite dans le repère mobile sont exprimées analytiquement (composantes liées au mouvement moyen, aux fluctuations induites par les vagues et aux fluctuations turbulentes). La comparaison des résultats expérimentaux avec l'approche analytique permet de valider l'approche curviligne qui permet de prendre en compte le déplacement des sondes en suivant ceux de l'interface. Ces résultats montrent que pour mesurer correctement la traînée de forme il est nécessaire de disposer les capteurs sur un support mobile qui suit les mouvements de l'interface, à condition de prendre en compte les déplacements de ces sondes dans le repère lié aux mouvements de l'interface.

L'effet des ondes de surface sur la méthode de mesure des flux de quantité de mouvement à l'interface air-eau a été mentionné par divers auteurs dans le passé. Une partie des travaux a consisté à faire une analyse critique de cette méthode sur la base d'expériences spécifiques conduites dans la soufflerie et en s'appuyant sur l'écriture détaillée de l'équation bilan de l'énergie cinétique de la turbulence en prenant notamment en compte les fluctuations de vitesse et de pression induites par les mouvements de l'interface et leur interaction avec les fluctuations turbulentes.

Dans les zones proches de la surface, la méthode Inertio-Dissipative et la méthode directe (corrélation entre les fluctuations de vitesse longitudinale et verticale) de mesure des flux donnent des résultats divergents alors qu'elles s'accordent lorsque l'on s'éloigne de la surface. Bien que tous les termes de l'équation bilan de l'énergie cinétique de la turbulence n'aient pas pu être mesurés, on montre que des termes supplémentaires apparaissent dès que l'on se place dans un repère mobile lié aux déplacements de l'interface.

Enfin une partie des travaux présentés dans ce mémoire concerne l'étude de l'effet du vent sur la génération et l'évolution des vagues scélérates. Une série complète d'expériences spécifiques a été réalisée afin d'étudier l'interaction entre la couche limite turbulente et un groupe de vagues focalisant créant une vague extrême. En l'absence de vent on observe tout au long de la propagation du groupe une phase de focalisation, l'apparition de la vague extrême et ensuite une défocalisation. L'amplitude maximale du groupe évolue symétriquement dans l'espace par rapport au point de focalisation. En présence de vent peu de différences sont observées pendant la phase de focalisation alors que des différences notables sont observées pendant la phase de défocalisation. Cette asymétrie entre les deux phases conduit à une augmentation significative de la durée de vie de la vague extrême. L'étude des interactions entre le vent et le groupe focalisant met en évidence que le maintien de la vague extrême sur des distances plus grandes est dû à un mécanisme de décollement de l'air à la crête de la vague extrême dès que celle-ci dépasse une valeur critique de sa pente locale. Le mécanisme de décollement de l'air induit une augmentation importante du transfert vent-vague qui maintient ainsi la vague extrême sur une grande distance. Ces travaux ont été menés parallèlement à une approche numérique et théorique faite dans le cadre d'une autre thèse. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les modélisations numériques et permettent de valider l'hypothèse d'une interaction de type Jeffreys en prenant en compte le décollement de l'air à la crête des vagues de forte

cambrure.

12.2 Perspectives

En ce qui concerne l'instrumentation, plusieurs améliorations peuvent être faites. Pour la mesure de la pression, la réduction du volume de mesure des sondes de pression permettrait d'explorer des zones encore plus proches de l'interface. En ce sens, une étude comparative entre différentes antennes de pression permettrait de progresser dans ce domaine. La conception d'une sonde adaptée à cette problématique pourrait être optimisée par l'utilisation de logiciels adaptés de type Fluent.

Pour la mesure de la tension visqueuse à l'aide de la méthode « plongeur », le problème de l'évolution des caractéristiques du fil chaud pourrait être résolu par un étalonnage systématique au cours des expériences.

De plus, les performances du suiveur à vagues pourrait être améliorées afin de suivre au mieux les mouvements de l'interface.

En ce qui concerne les interactions Océan Atmosphère, il serait intéressant de réaliser ces expériences pour des conditions d'observations différentes, notamment en site naturel. Ceci permettrait de prendre en compte le caractère tridimensionnel des champs de vagues et de vent observables en mer.

Par ailleurs, dans les modèles numériques utilisant un maillage curviligne lié aux mouvements de l'interface, il serait intéressant d'utiliser l'approche curviligne utilisée dans ce manuscrit pour développer les différents équations bilans de la turbulence.

Annexe A

Annexes



Essai	U_m ($m.s^{-1}$)	$F_{batterie}$ (Hz)	X (m)	τ (Pa)	ak	f_{pic} (Hz)	λ (m)	$C_{réel}$ ($m.s^{-1}$)	C_φ ($m.s^{-1}$)	C_c ($m.s^{-1}$)	a (cm)	C/u^*	τ_v (Pa)	τ_v/τ	f_e (Hz)	T (s)
U7X10	7	0	0.1	0.085	0	0	0	0	0	0	0	0	0.029	34.4	2000	240
U7X315	7	0	3.15	0.062	0.110	7.70	0.05	0.39	0.20	0.19	0.09	1.72	0.031	49.6	2000	240
U7X615	7	0	6.15	0.071	0.173	5.14	0.10	0.52	0.30	0.21	0.28	2.13	0.025	34.6	2000	240
U7X915	7	0	9.15	0.089	0.195	3.94	0.16	0.61	0.40	0.21	0.48	2.24	0.029	32.6	2000	240
U7X1215	7	0	12.15	0.098	0.196	3.36	0.20	0.68	0.46	0.21	0.63	2.37	0.026	26.2	2000	240
U7X1515	7	0	15.15	0.101	0.194	2.93	0.25	0.73	0.53	0.20	0.77	2.52	0.025	24.8	2000	240
U7X1815	7	0	18.15	0.100	0.192	2.66	0.29	0.78	0.59	0.19	0.89	2.70	0.027	26.9	2000	240
U7X2265	7	0	22.65	0.100	0.183	2.33	0.36	0.84	0.67	0.17	1.05	2.92	0.026	25.8	2000	240
U4F0	4	0	28	0.020	0.118	2.66	0.25	0.68	0.59	0.09	0.48	5.28	0.009	43.9	200/2000	240
U5F0	5	0	28	0.031	0.144	2.29	0.34	0.77	0.68	0.09	0.77	4.78	0.014	43.6	200/2000	240
U6F0	6	0	28	0.059	0.143	2.07	0.41	0.85	0.76	0.10	0.94	3.83	0.026	43.8	200/2000	240
U7F0	7	0	28	0.090	0.160	1.95	0.48	0.93	0.80	0.13	1.21	3.38	0.022	24.4	200/2000	240
U8F0	8	0	28	0.120	0.168	1.83	0.53	0.97	0.85	0.12	1.42	3.08	0.035	28.9	200/2000	240
U9F0	9	0	28	0.160	0.199	1.71	0.61	1.04	0.91	0.13	1.93	2.85	0.036	22.2	200/2000	240
U4F10	4	1	28	0.020	0.125	1	1.56	1.56	1.56	0	3.11	12.10	0.008	38.1	200/2000	240
U4F12	4	1.2	28	0.024	0.178	1.2	1.13	1.35	1.30	0.05	3.20	9.50	0.009	37.4	200/2000	195
U4F14	4	1.4	28	0.028	0.204	1.4	0.84	1.17	1.12	0.05	2.71	7.65	0.008	27.1	200/2000	195
U7F10	7	1	28	0.084	0.100	1	1.56	1.56	1.56	0	2.48	5.90	0.021	24.4	200/2000	240
U7F12	7	1.2	28	0.105	0.212	1.2	1.11	1.33	1.30	0.03	3.74	4.50	0.023	22.3	200/2000	195
U7F14	7	1.4	28	0.144	0.256	1.4	0.91	1.27	1.12	0.15	3.70	3.67	0.024	14.6	200/2000	195
U10F10	10	1	28	0.270	0.191	1	1.56	1.56	1.56	0	4.71	3.26	0.037	13.6	200/2000	210

TAB. A.1 – Caractéristiques principales des interactions vent/vagues étudiées

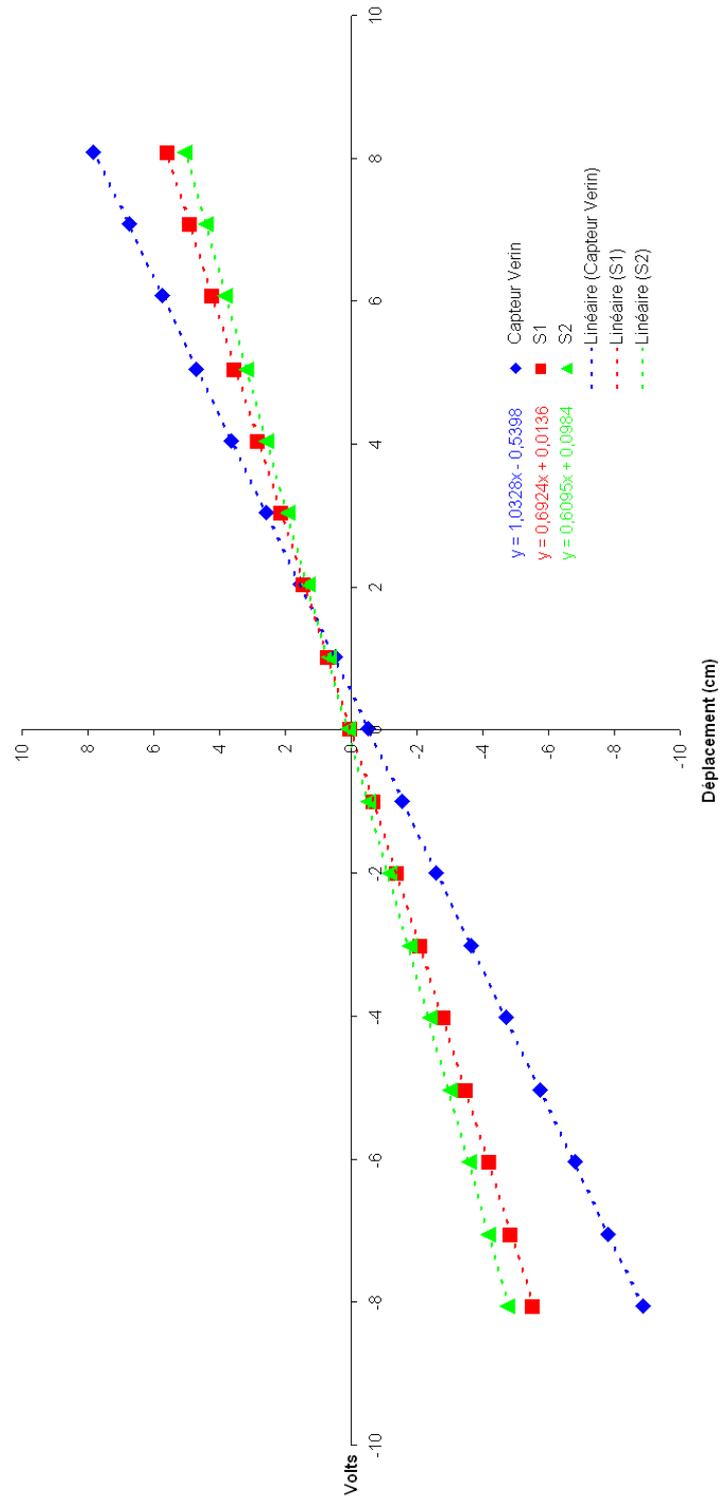


FIG. A.1 – Etalonnage des Sondes à vagues et du capteur de déplacement du vérin

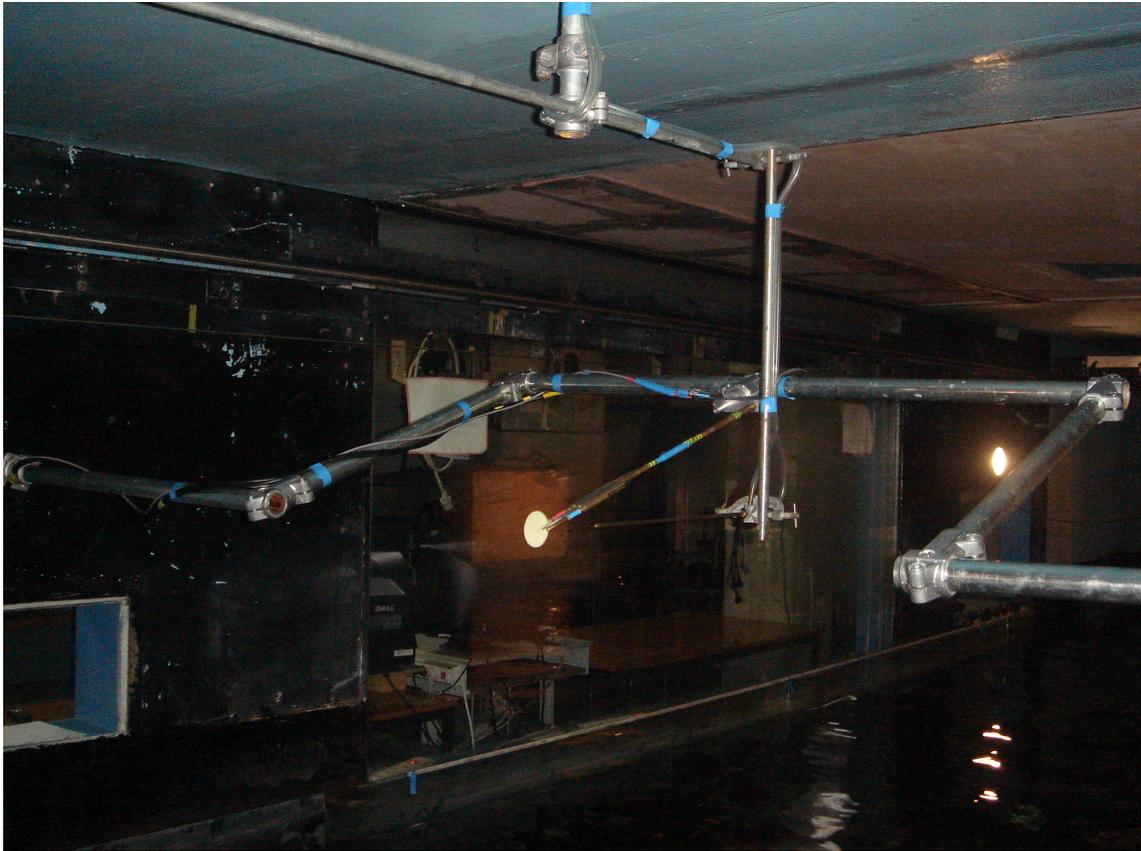


FIG. A.2 – Système d'étalonnage en angle des capteurs dans la grande soufflerie

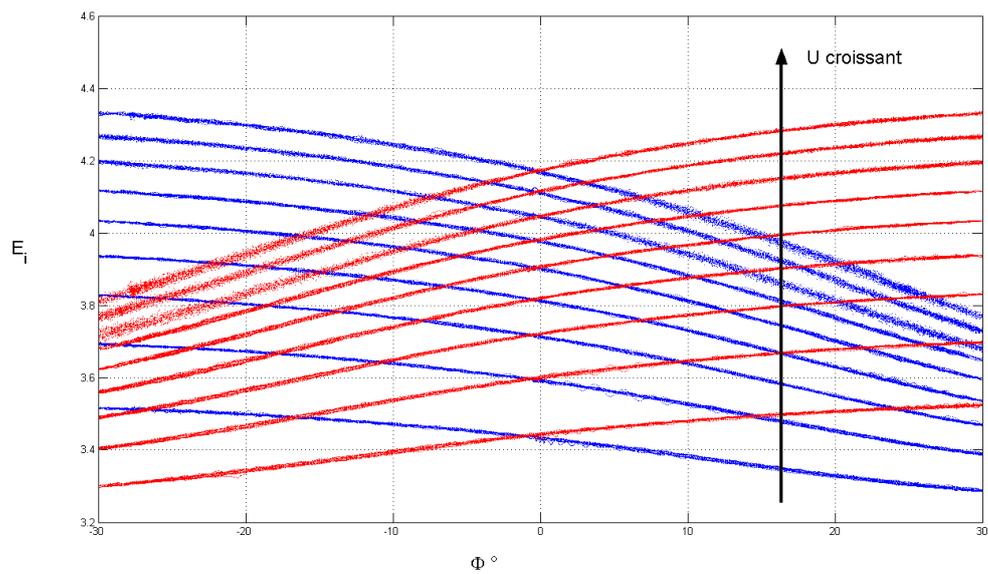


FIG. A.3 – Tension aux bornes des fils en fonction de l'angle d'incidence entre la sonde et l'écoulement

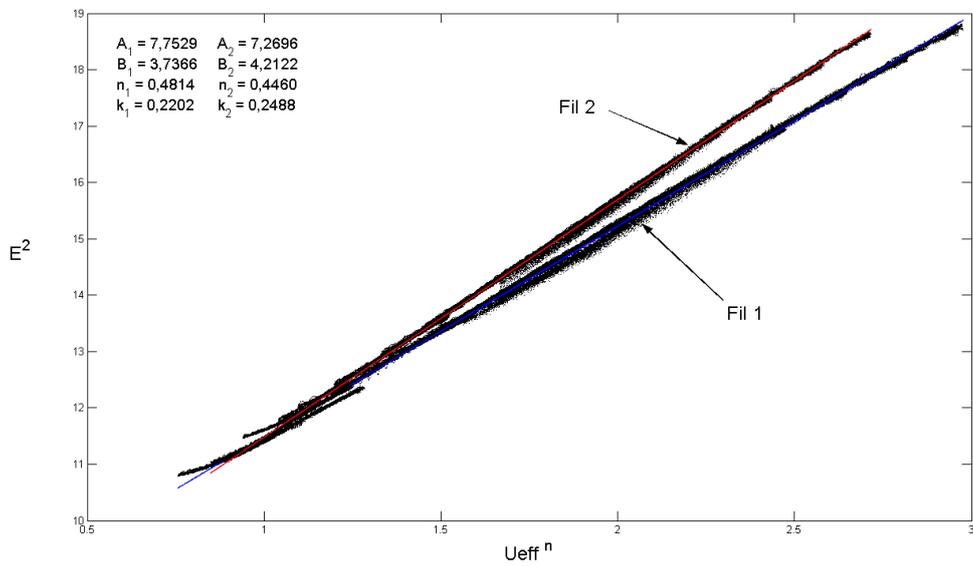


FIG. A.4 – Courbes d'étalonnage des fils chauds en X

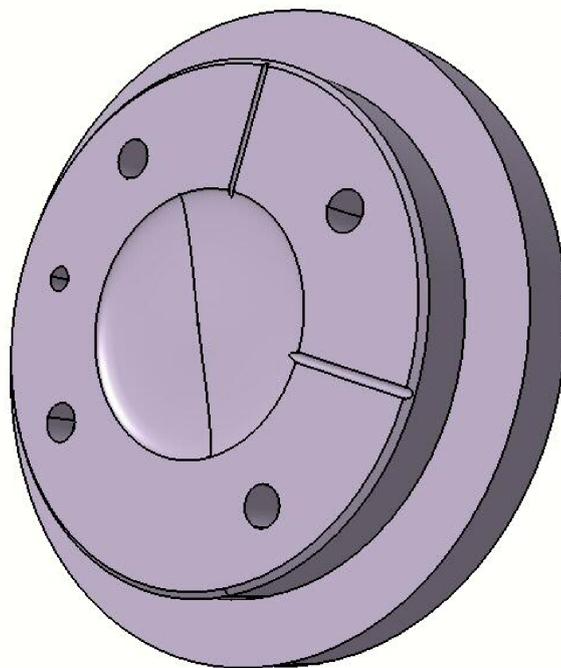


FIG. A.5 – Vue 3D du moule mâle

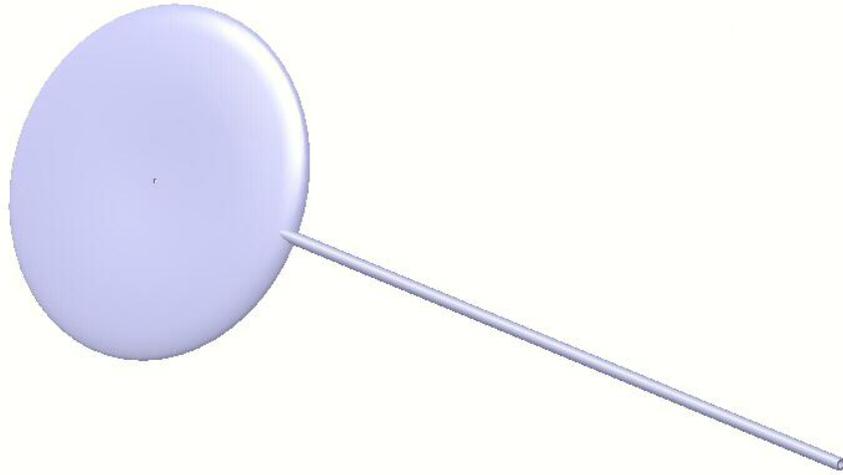


FIG. A.6 – Vue 3D du capteur de pression

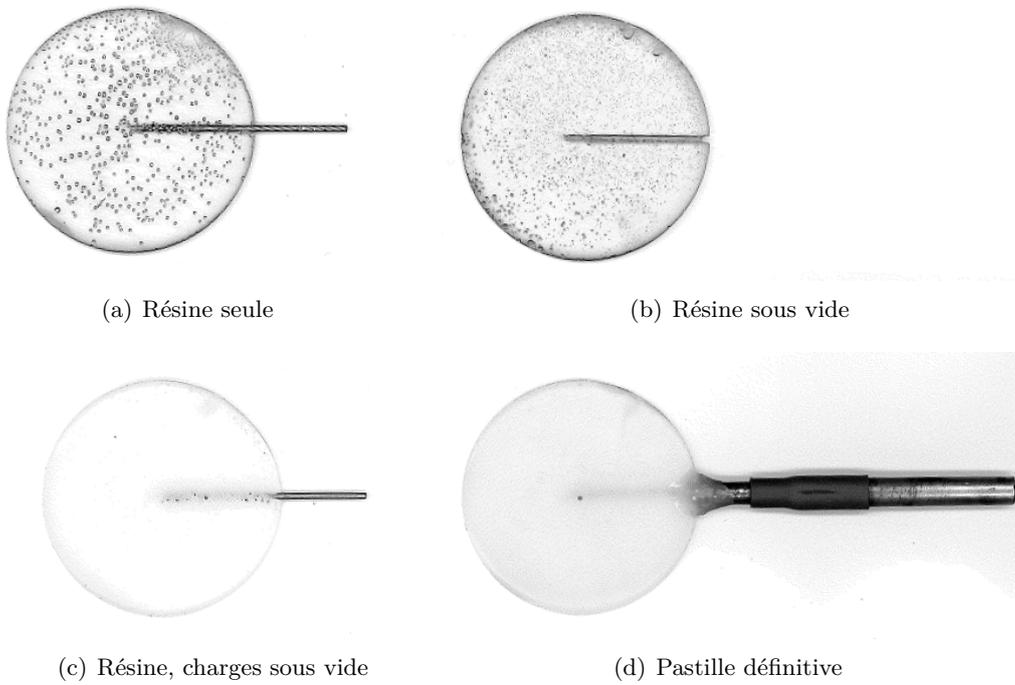


FIG. A.7 – Evolution des techniques de moulage de la pastille

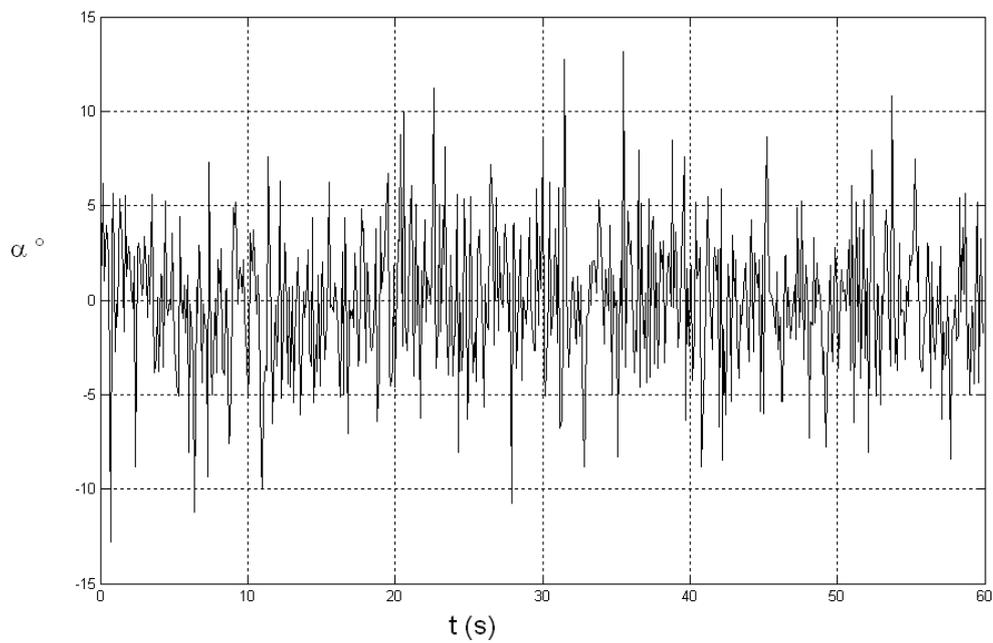


FIG. A.8 – Mesures de $\alpha = \arctan(\frac{v}{u})$ pour des vagues de vent à $U = 8m/s$

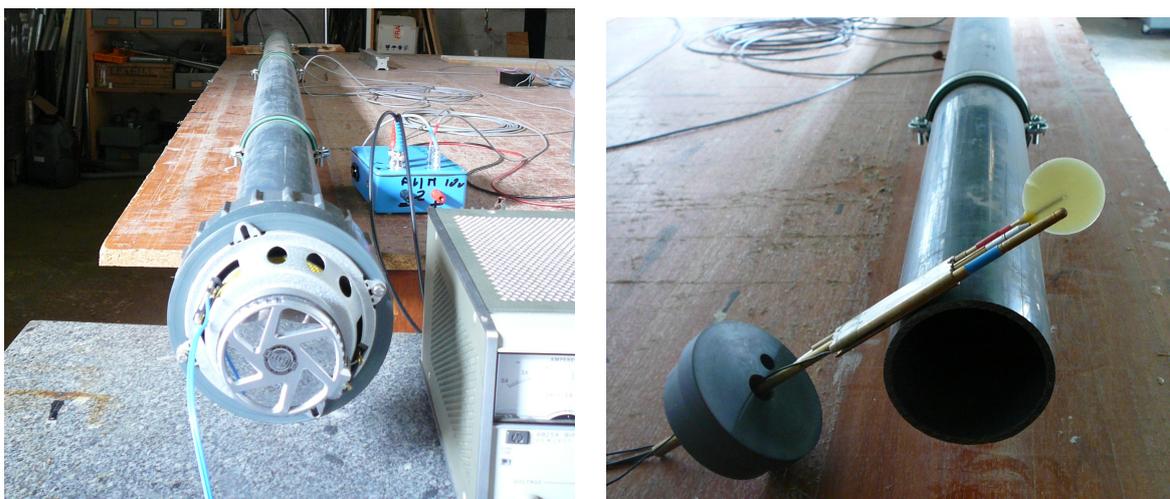


FIG. A.9 – Dispositif d'étalonnage dynamique de la pastille

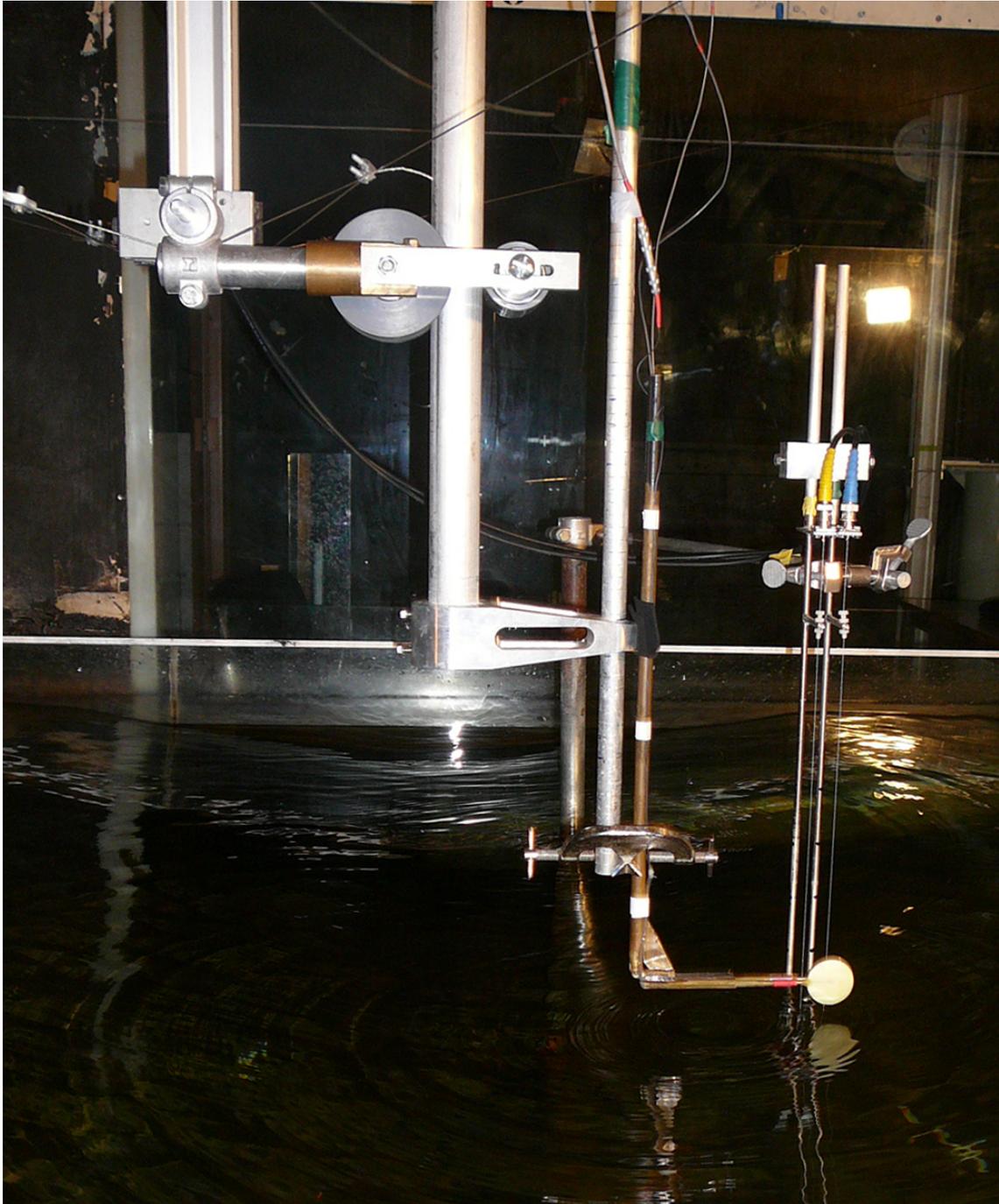


FIG. A.10 – Le suiveur à vagues

tel-00454511, version 1 - 8 Feb 2010

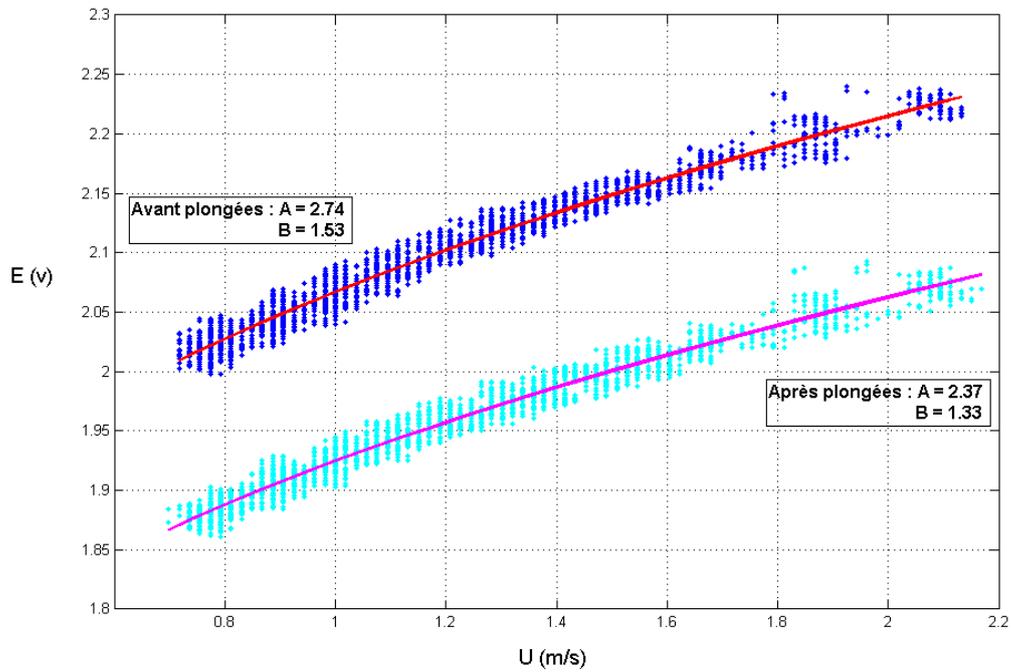


FIG. A.11 – Etalonnages du fil droit du plongeur avant et après 100 plongées

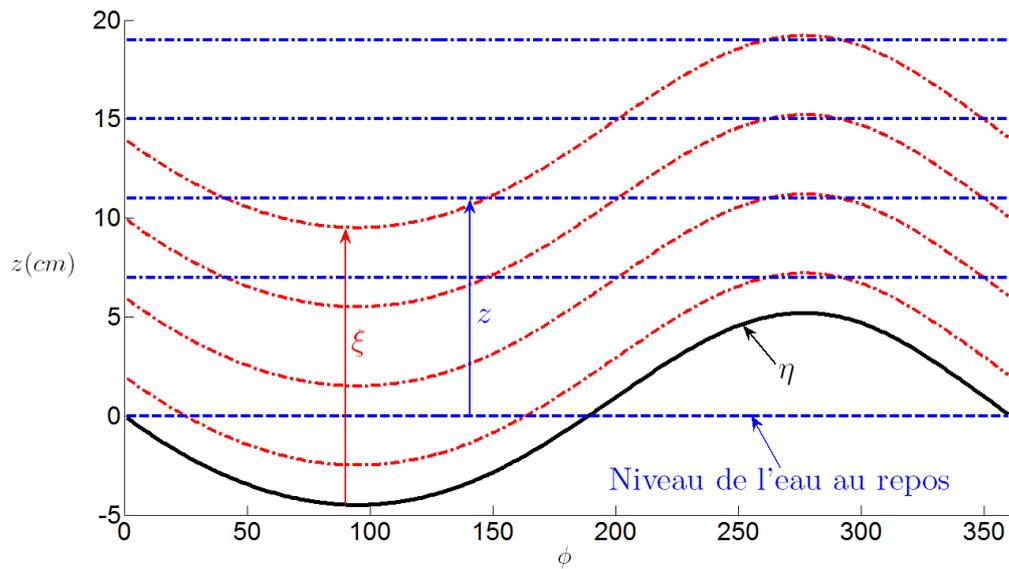


FIG. A.12 – Repères cartésien et curvilignes

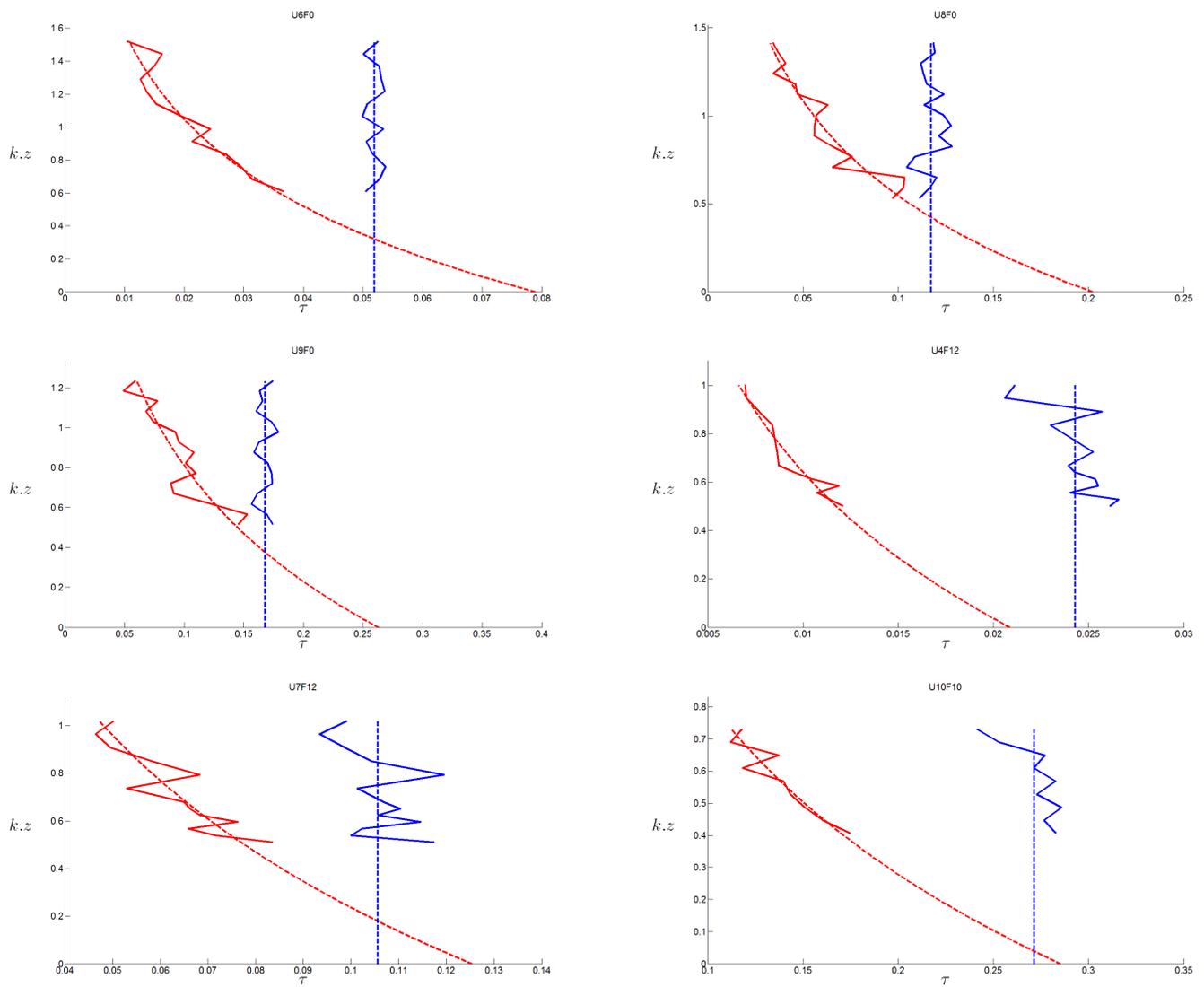


FIG. A.13 – Profils verticaux des corrélations Pression-Pente - Repère Fixe

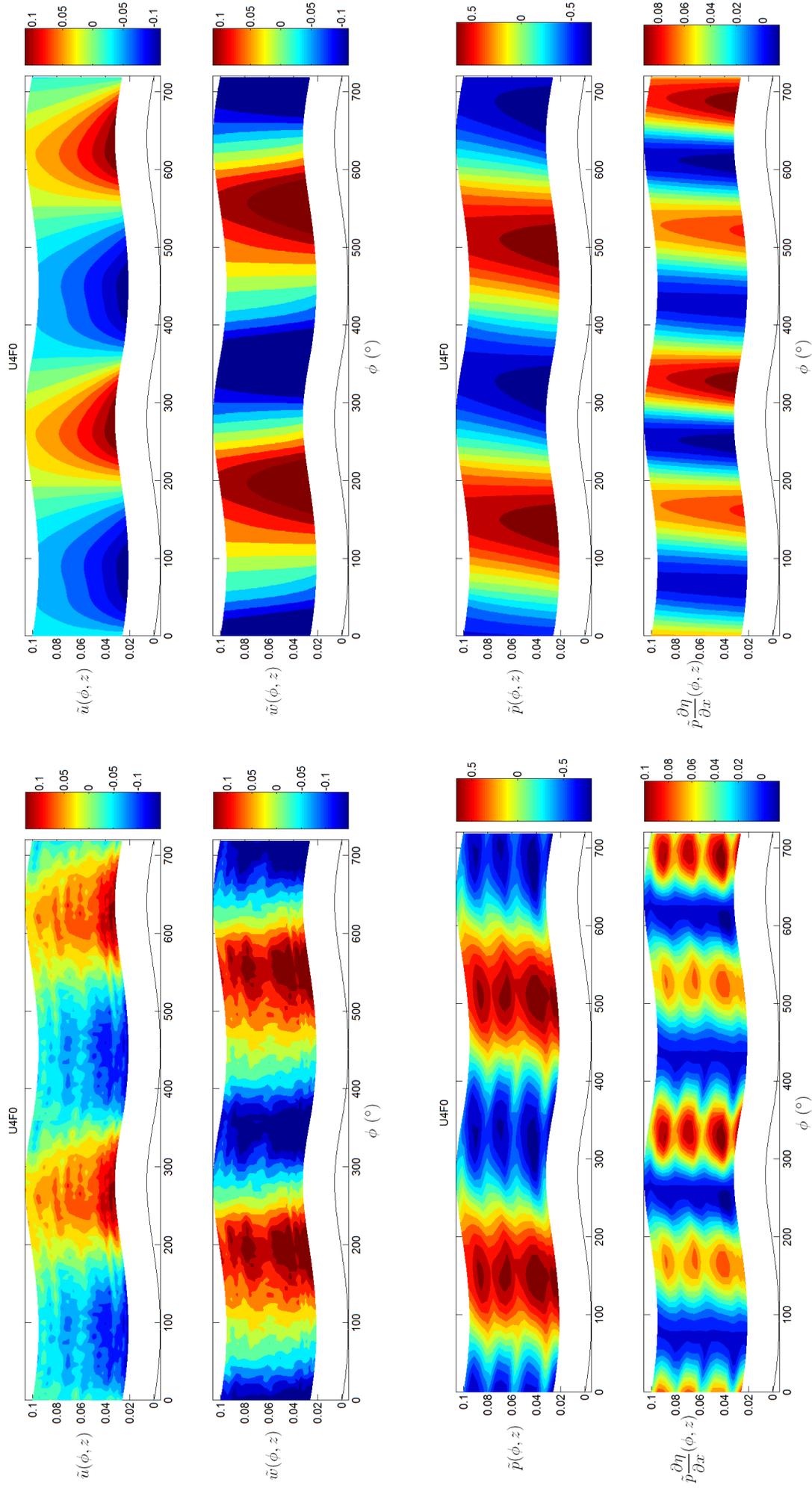


FIG. A.14 – Fluctuations de vitesse et de pression induites - U4F0

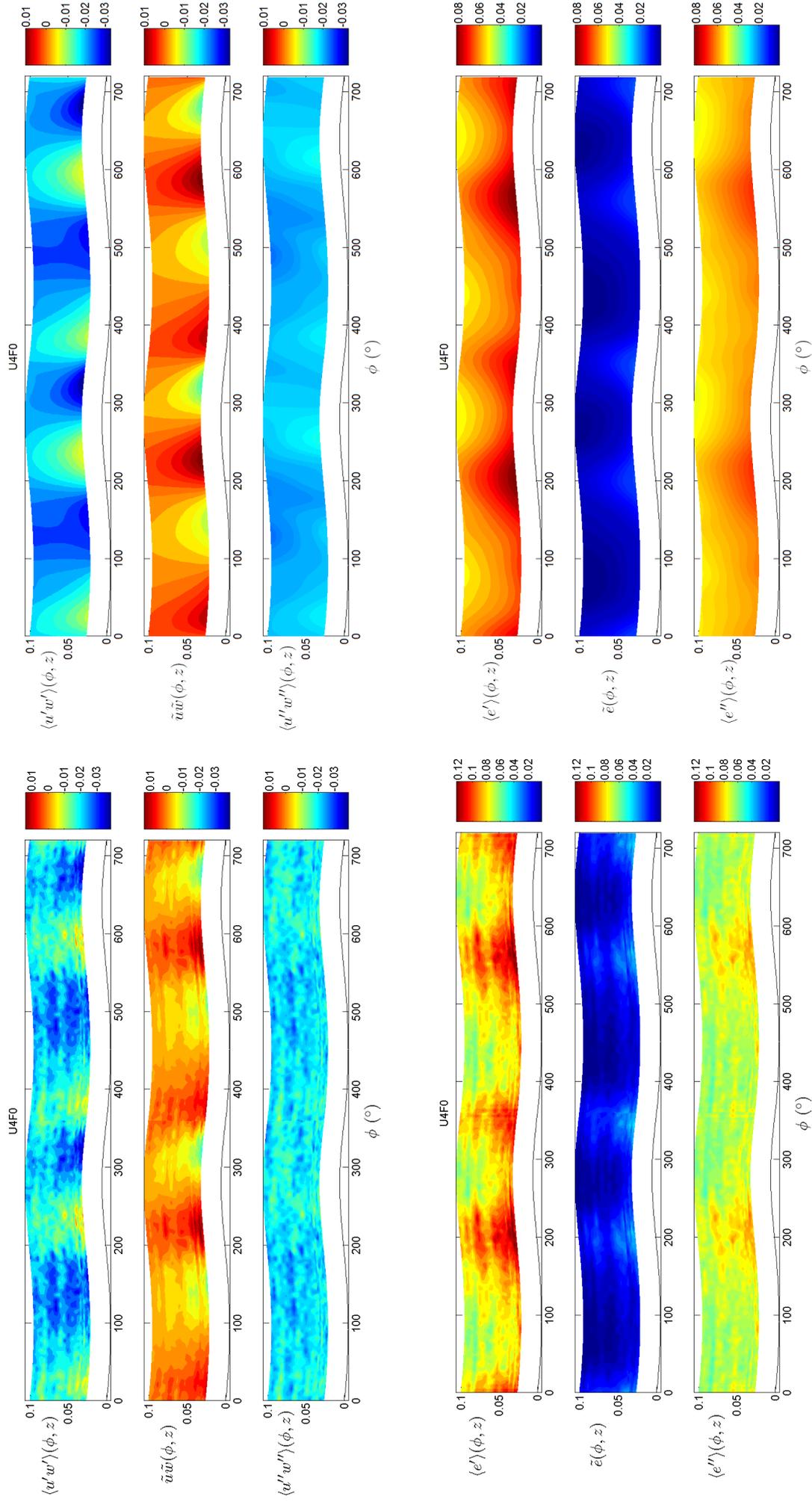


FIG. A.15 – Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U4F0

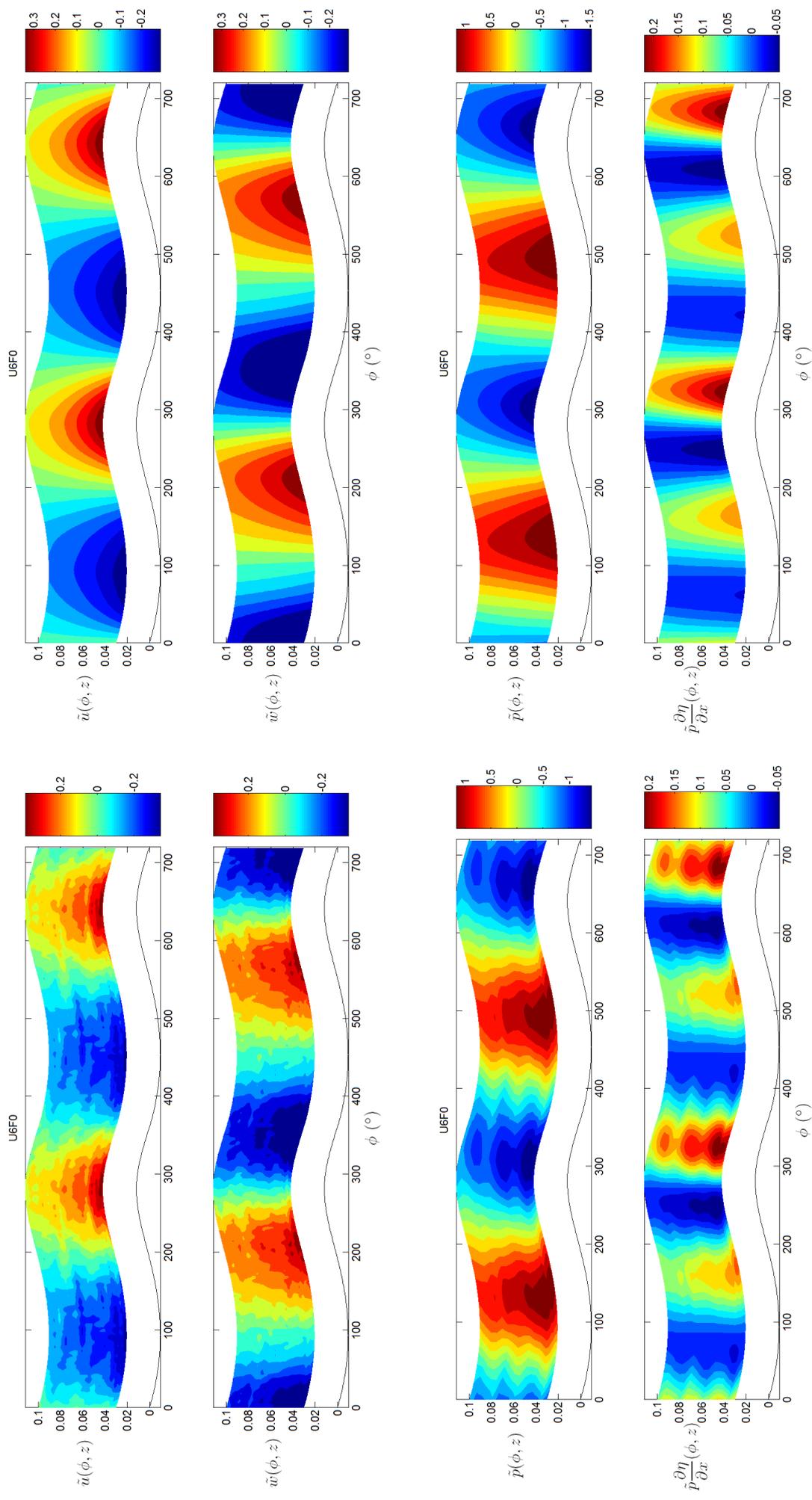


FIG. A.16 – Fluctuations de vitesse et de pression induites - U6F0

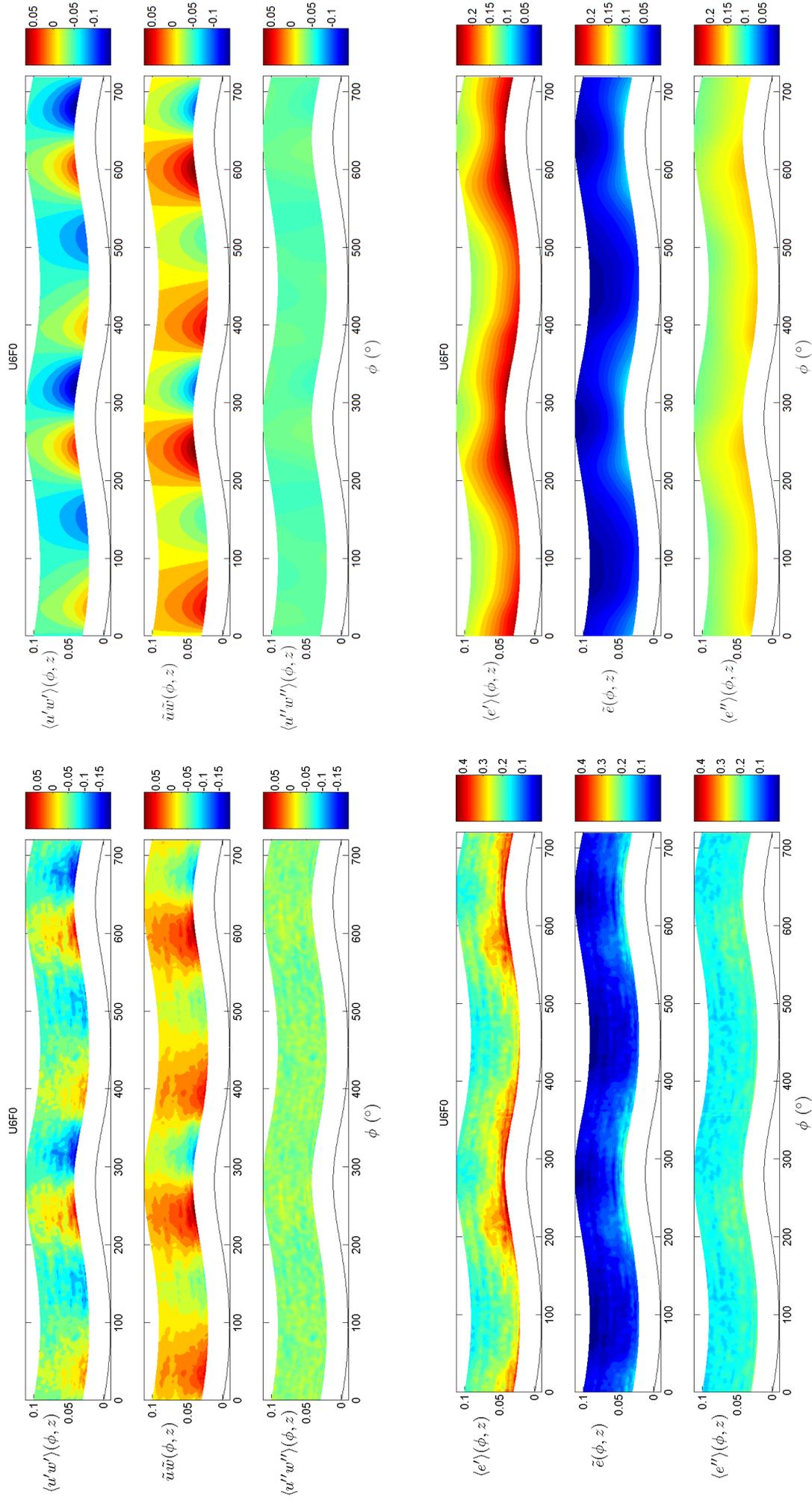


FIG. A.17 – Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U6F0

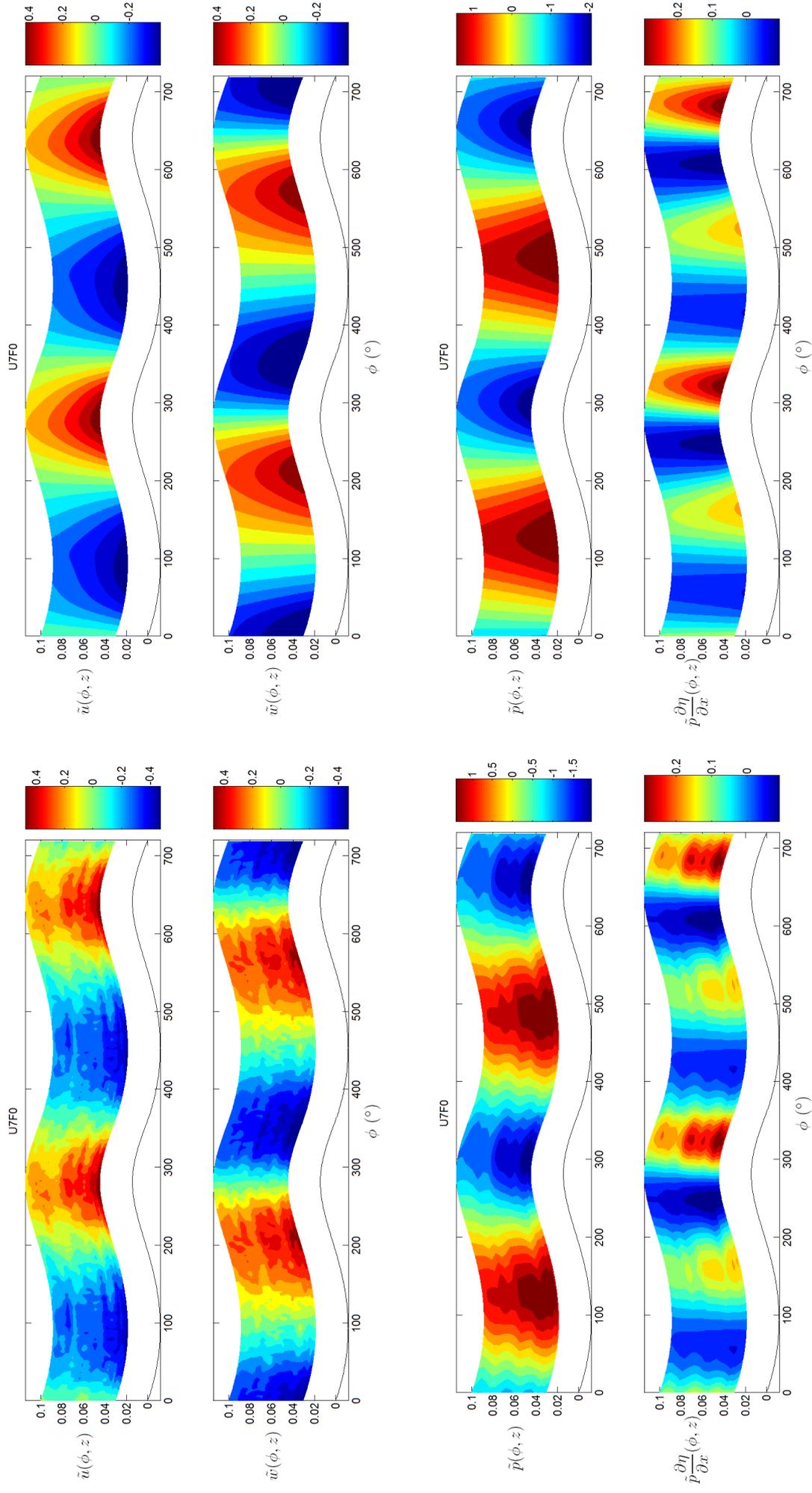


FIG. A.18 – Fluctuations de vitesse et de pression induites - U7F0

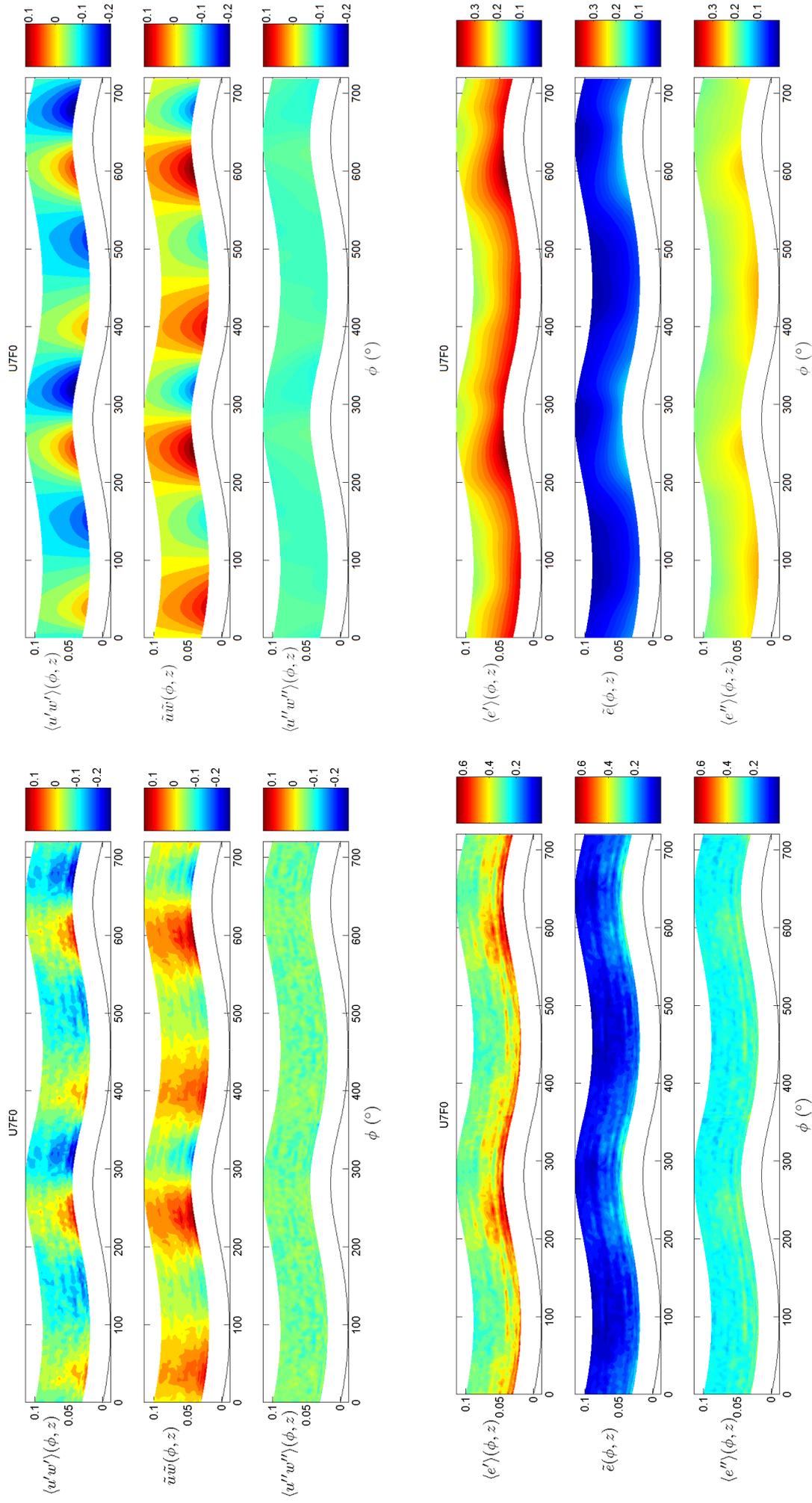


FIG. A.19 – Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U7F0

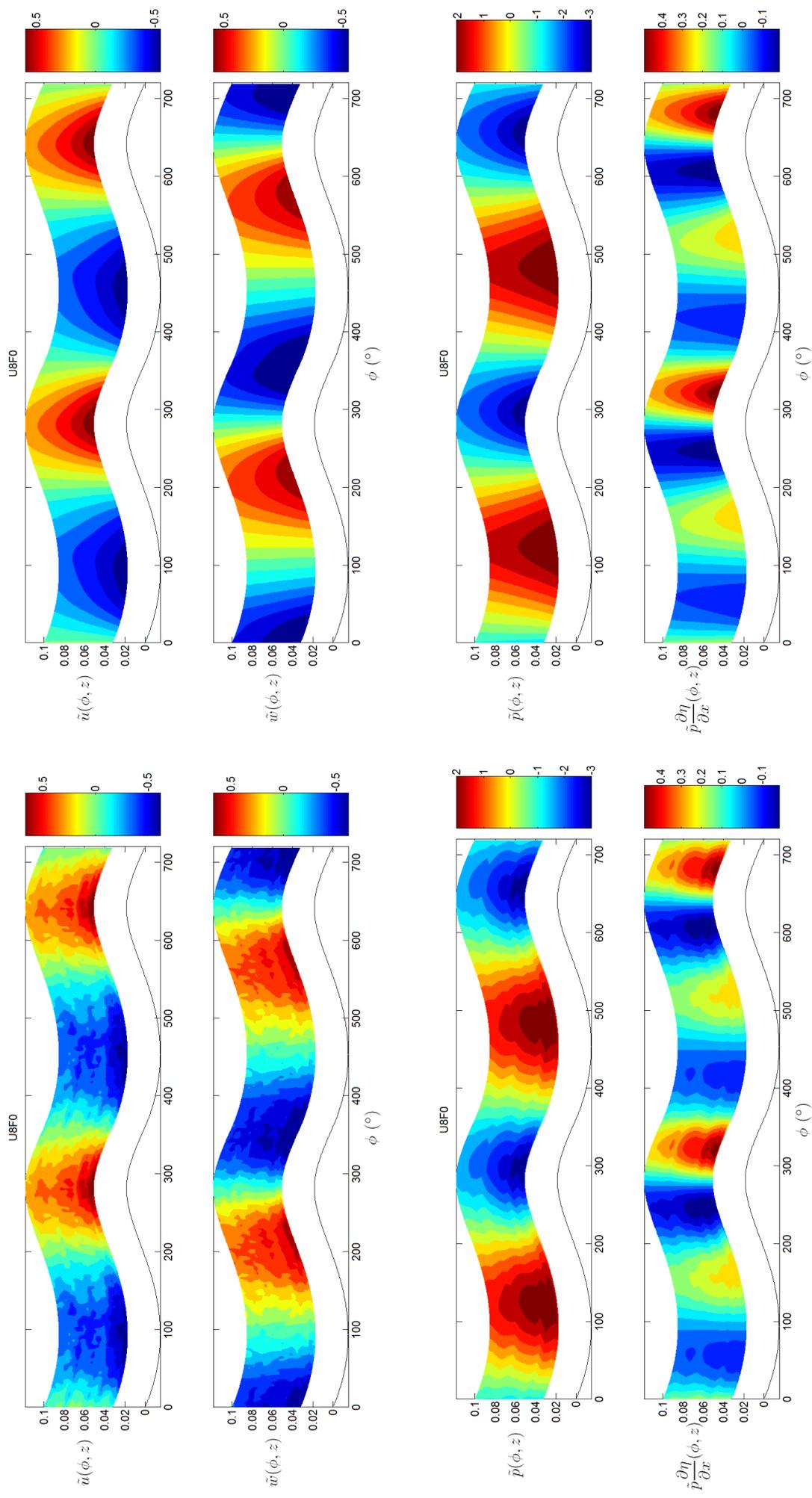


FIG. A.20 – Fluctuations de vitesse et de pression induites - U8F0

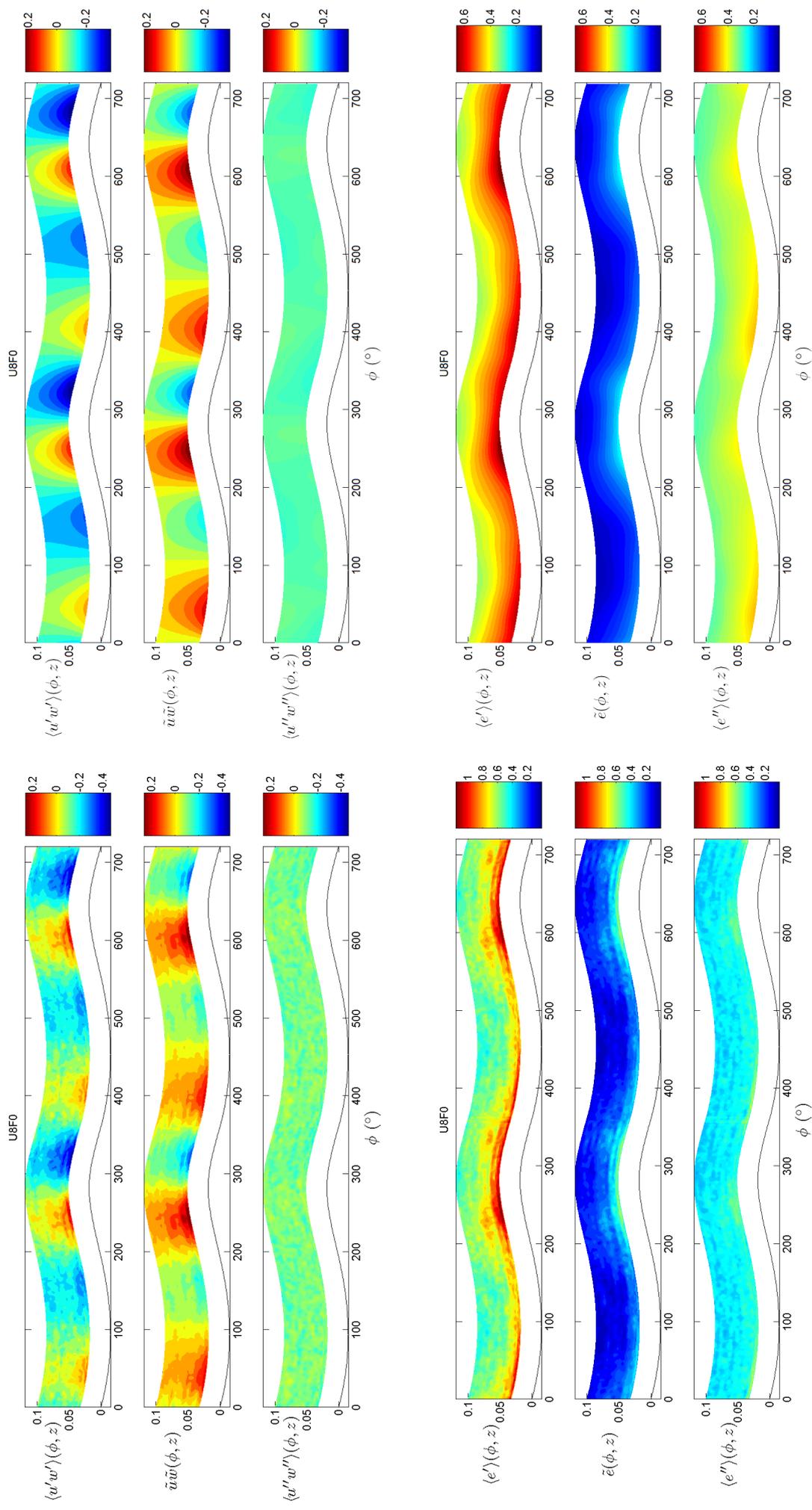


FIG. A.21 – Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U8F0

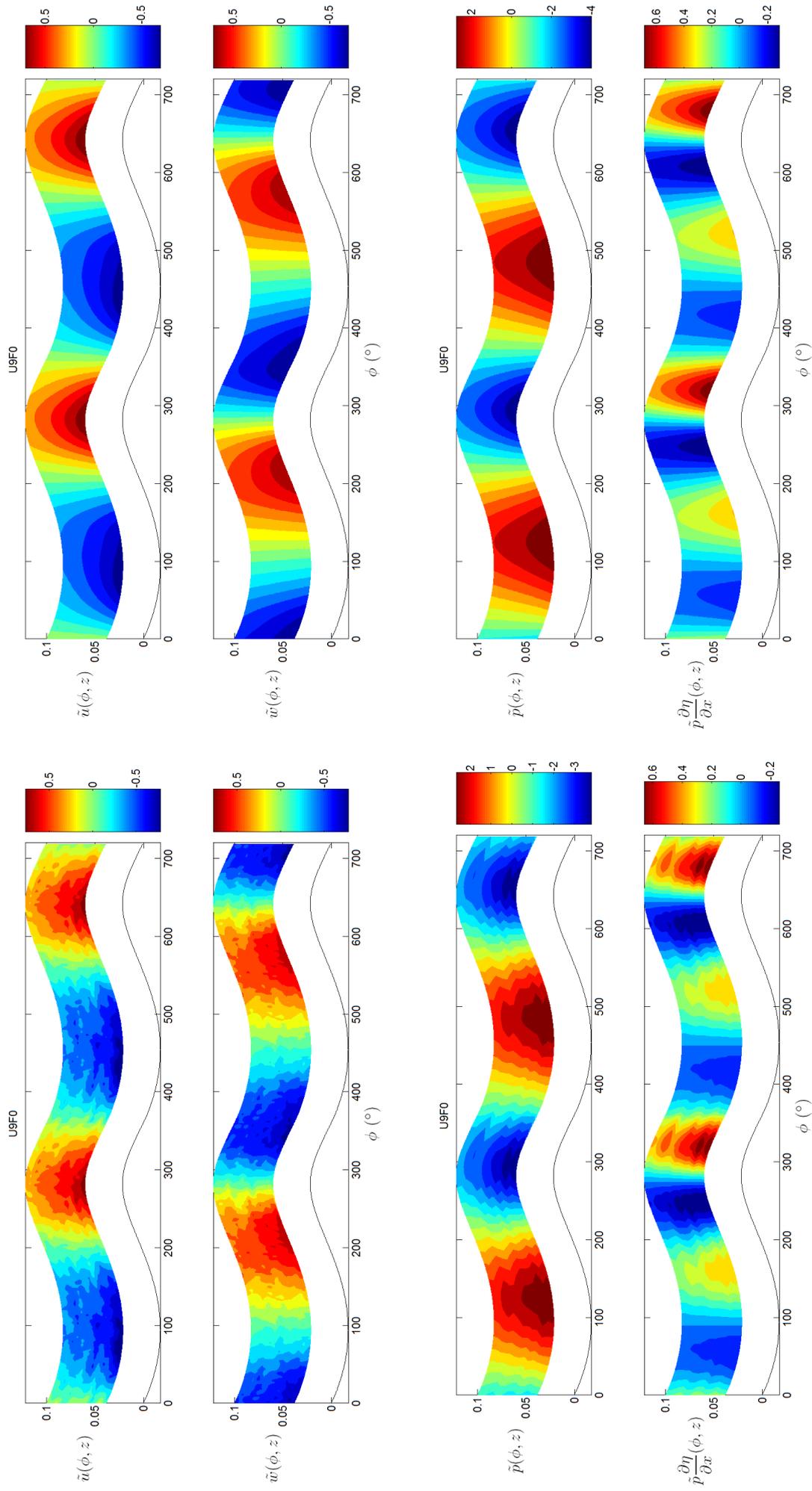


FIG. A.22 – Fluctuations de vitesse et de pression induites - U9F0

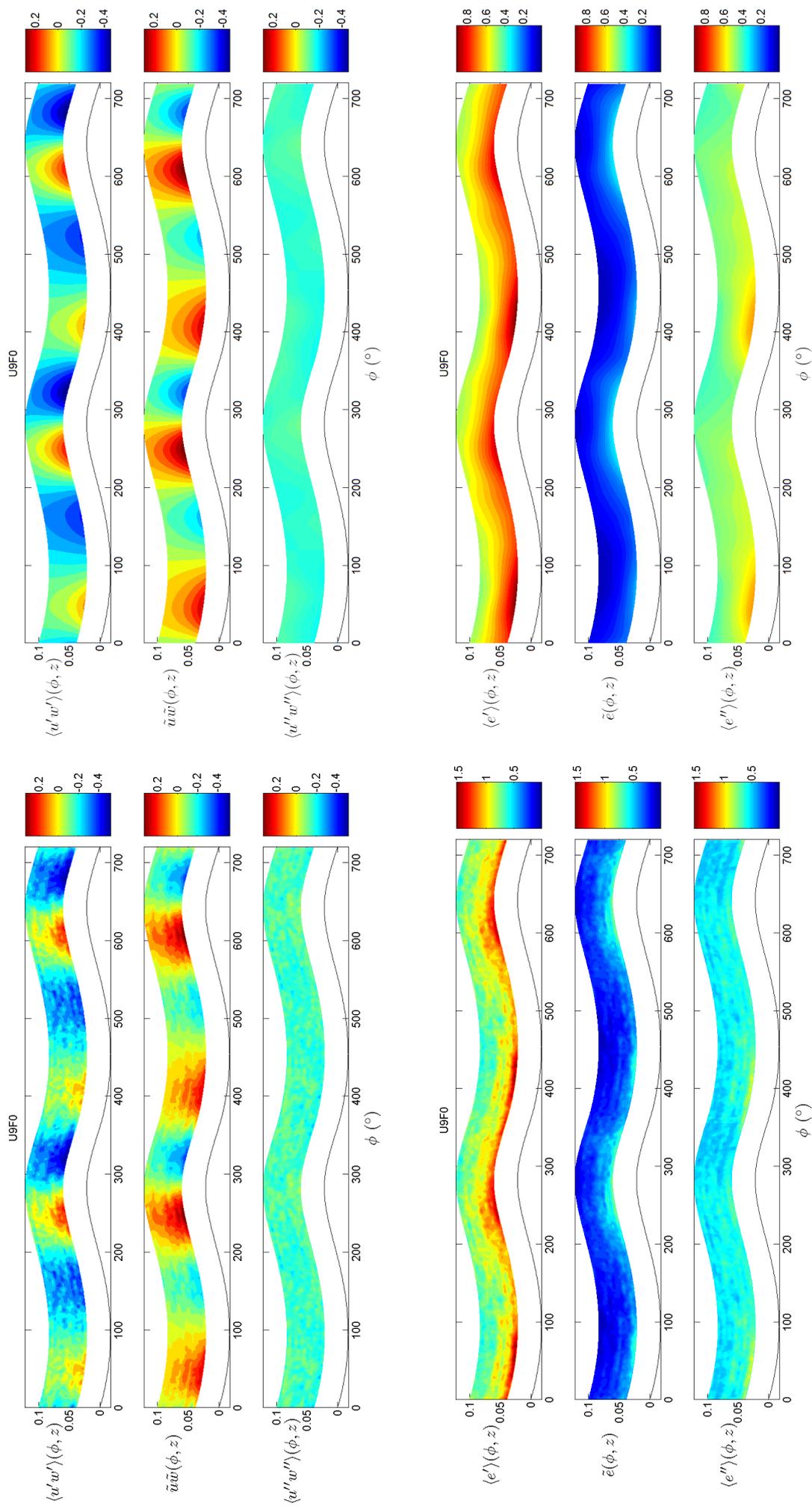


FIG. A.23 – Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U9F0

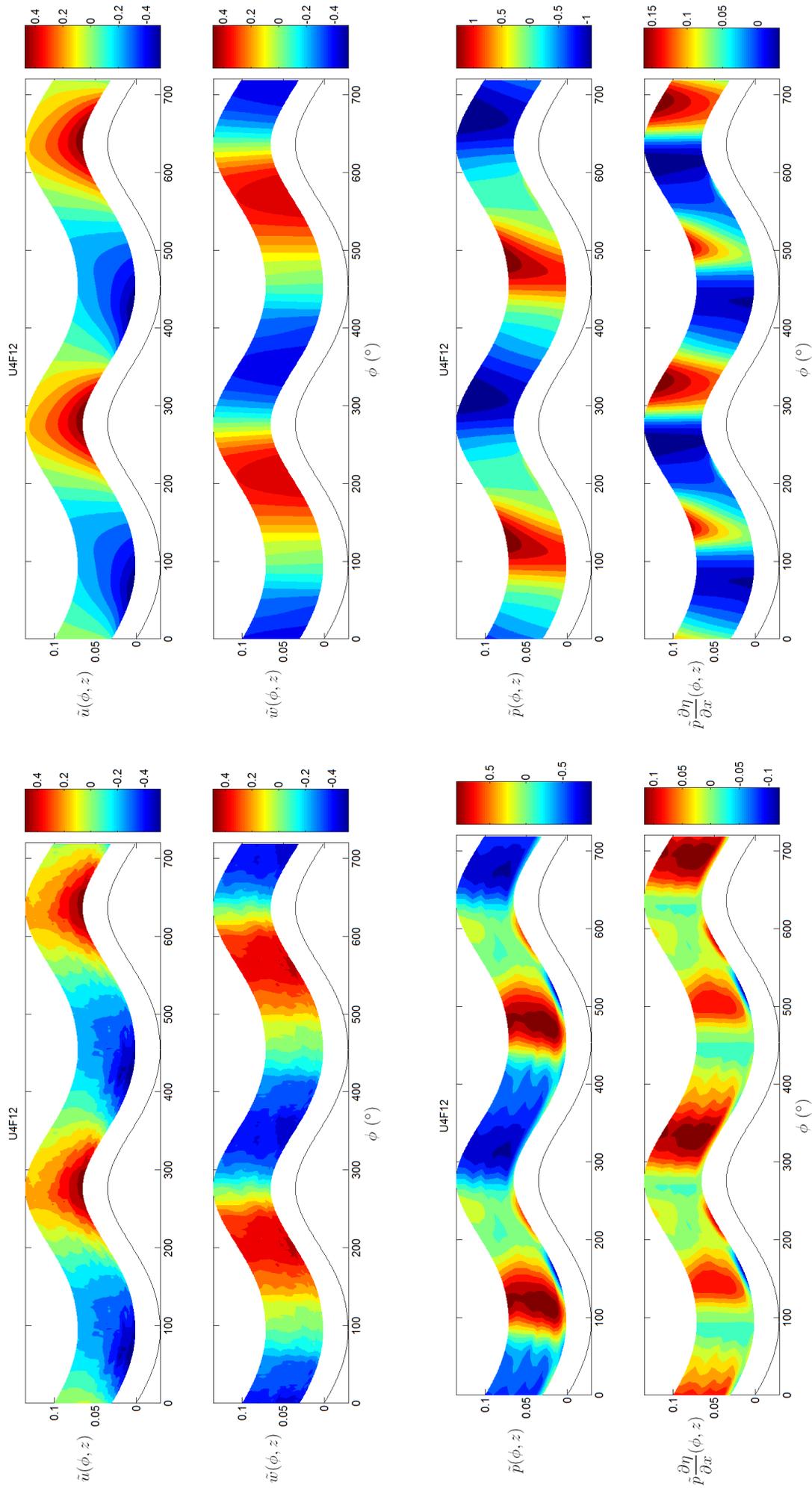


FIG. A.24 – Fluctuations de vitesse et de pression induites - U4F12

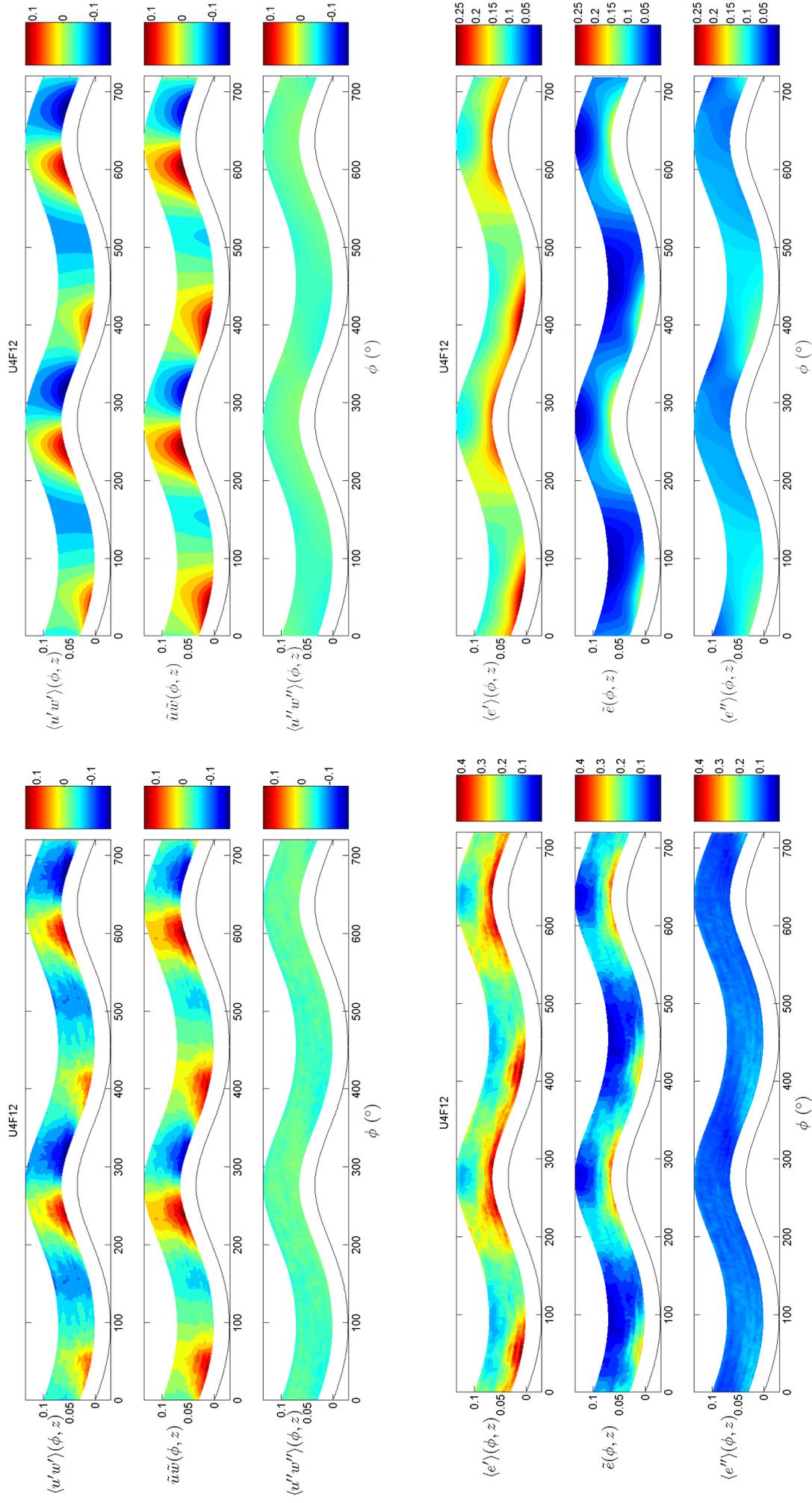


FIG. A.25 – Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U4F12

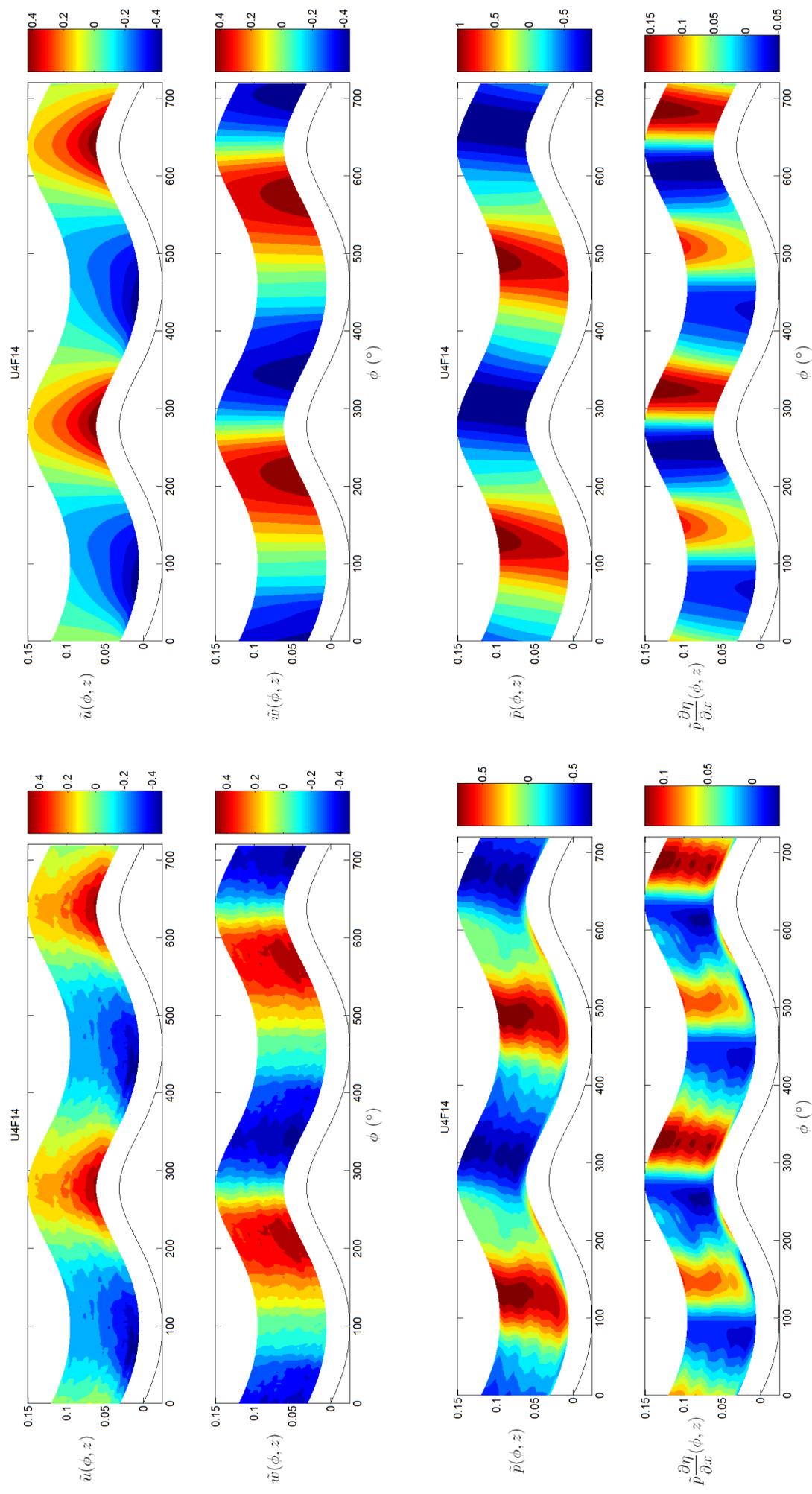


FIG. A.26 – Fluctuations de vitesse et de pression induites - U4F14

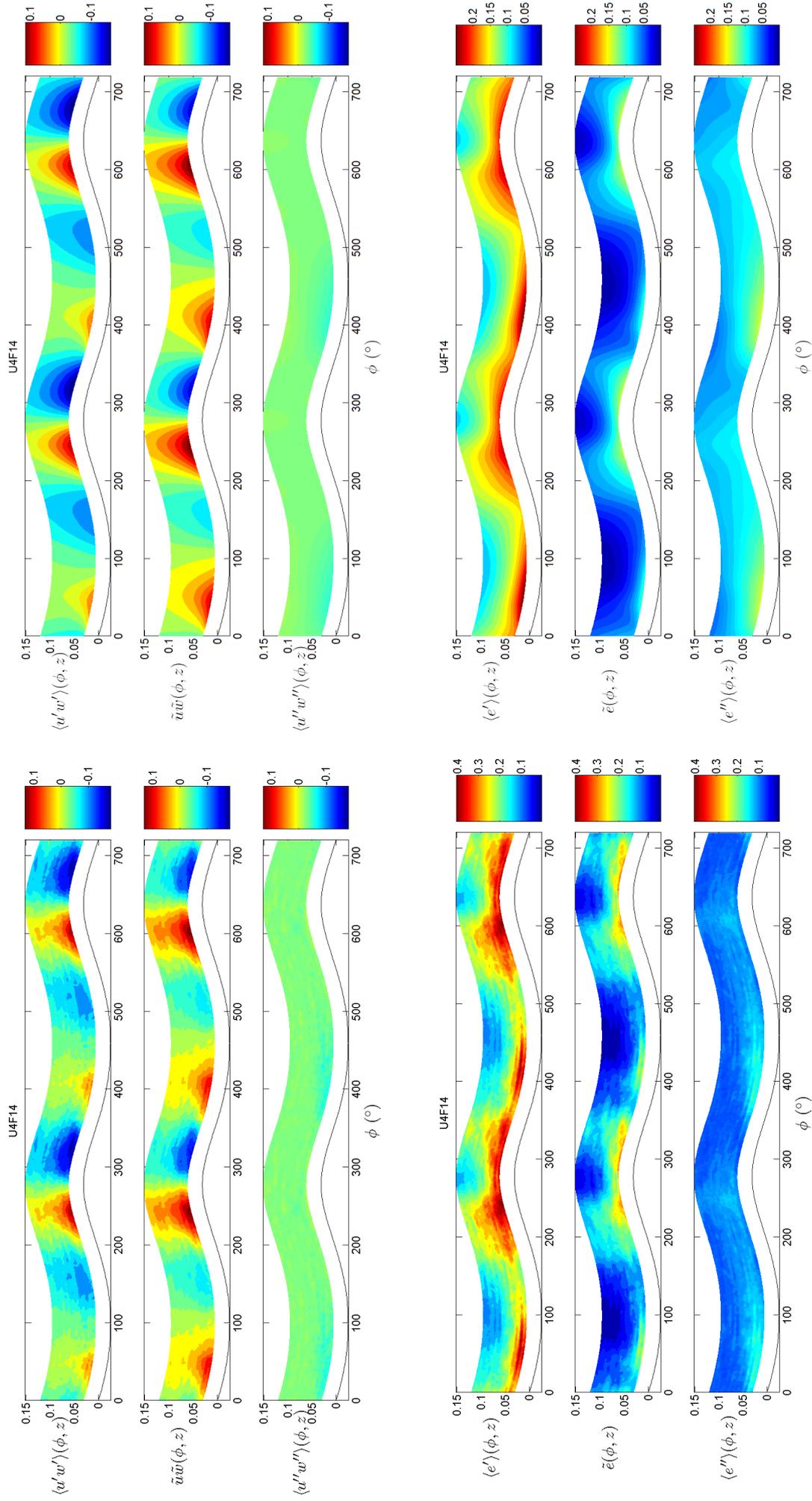


FIG. A.27 – Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U4F14

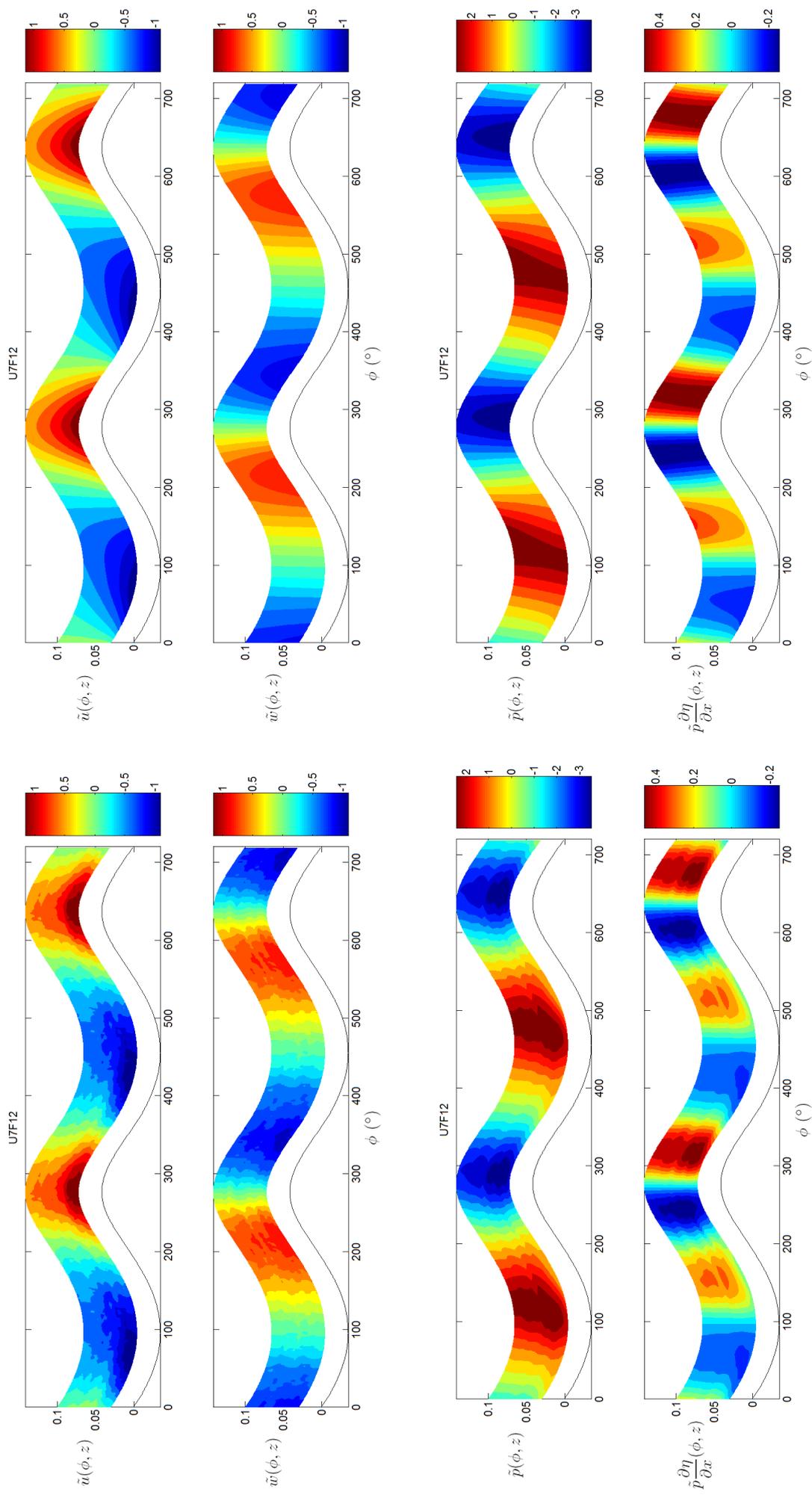


FIG. A.28 – Fluctuations de vitesse et de pression induites - U7F12

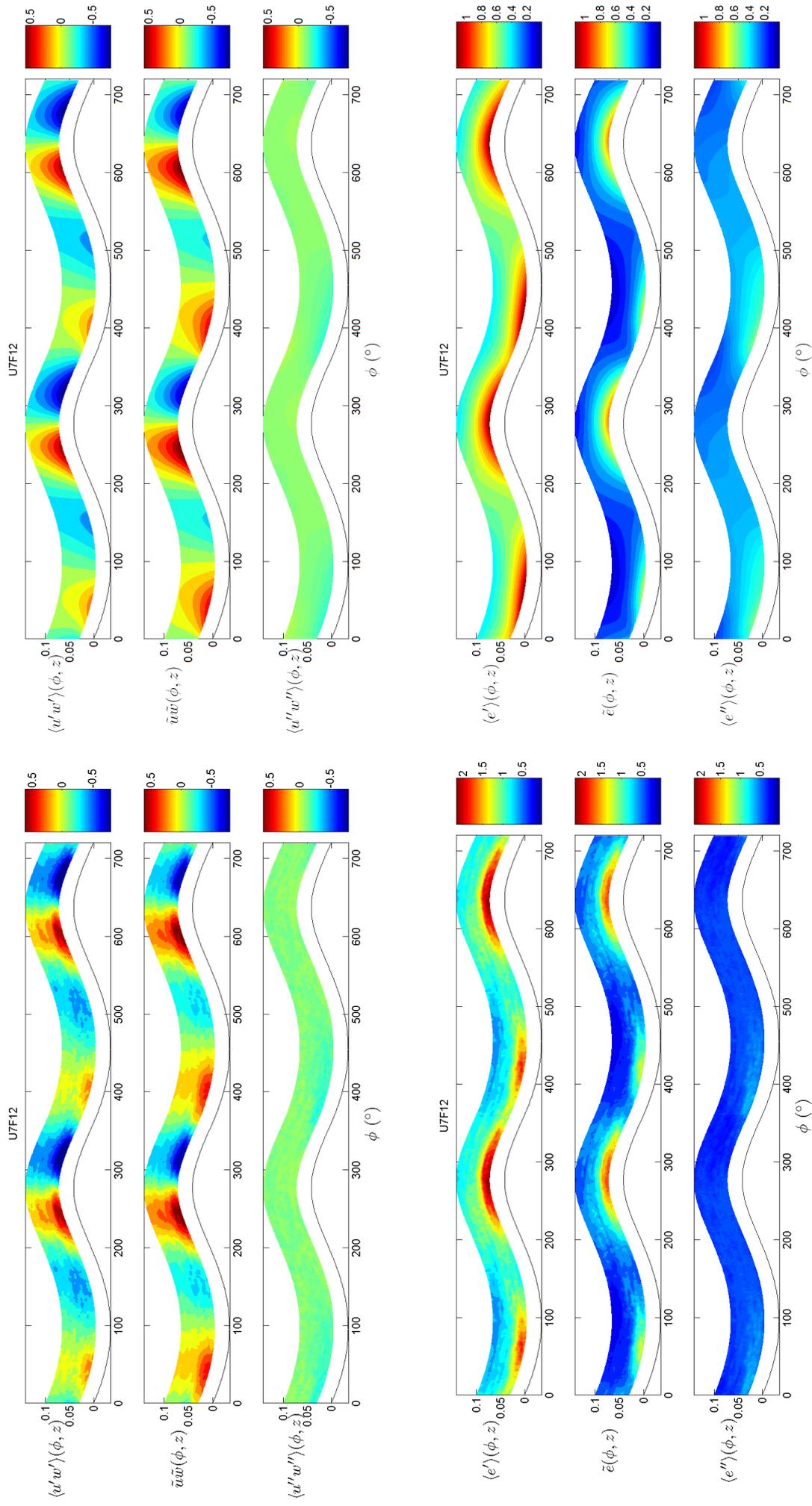


FIG. A.29 – Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U7F12

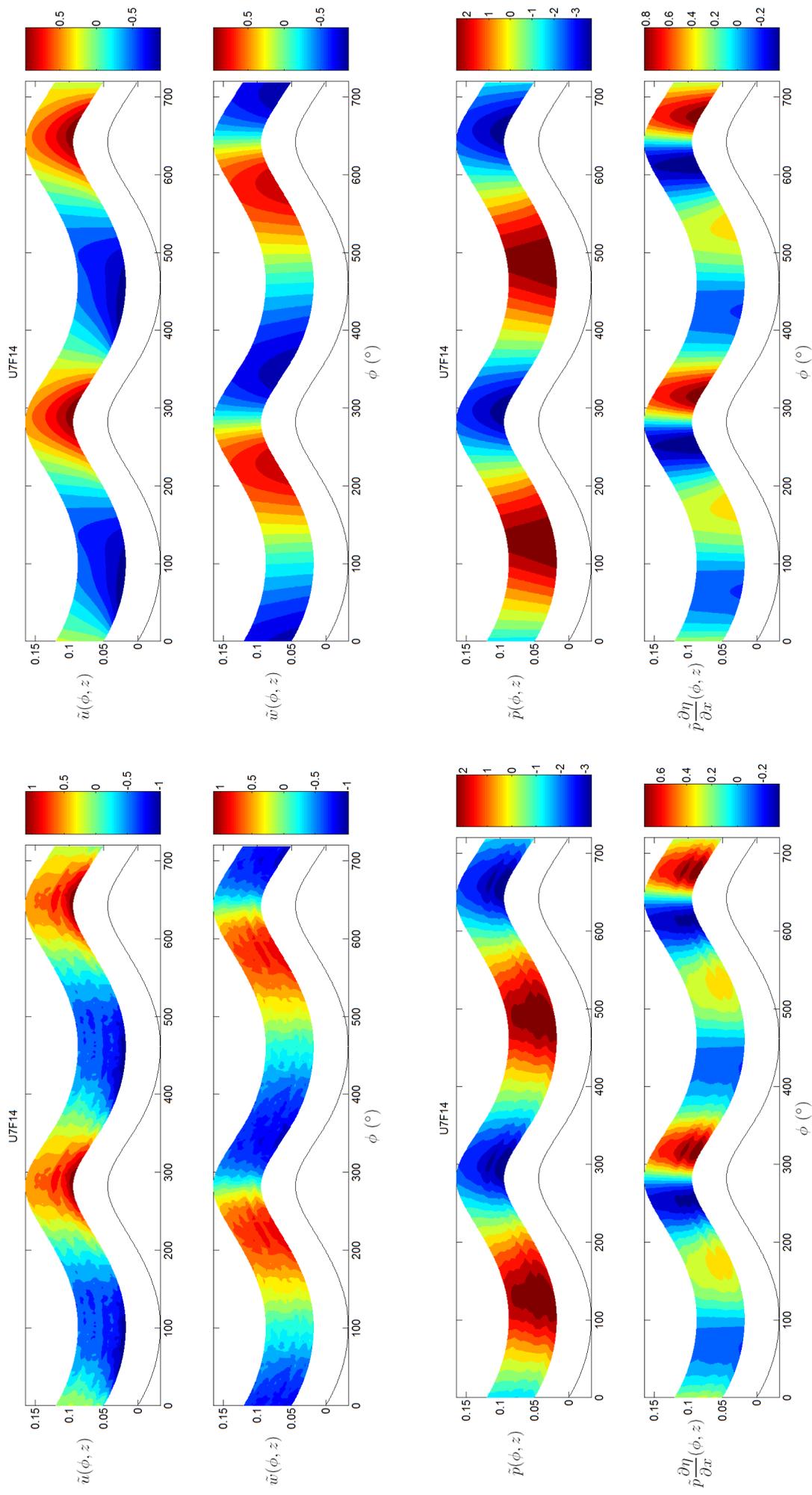


FIG. A.30 – Fluctuations de vitesse et de pression induites - U7F14

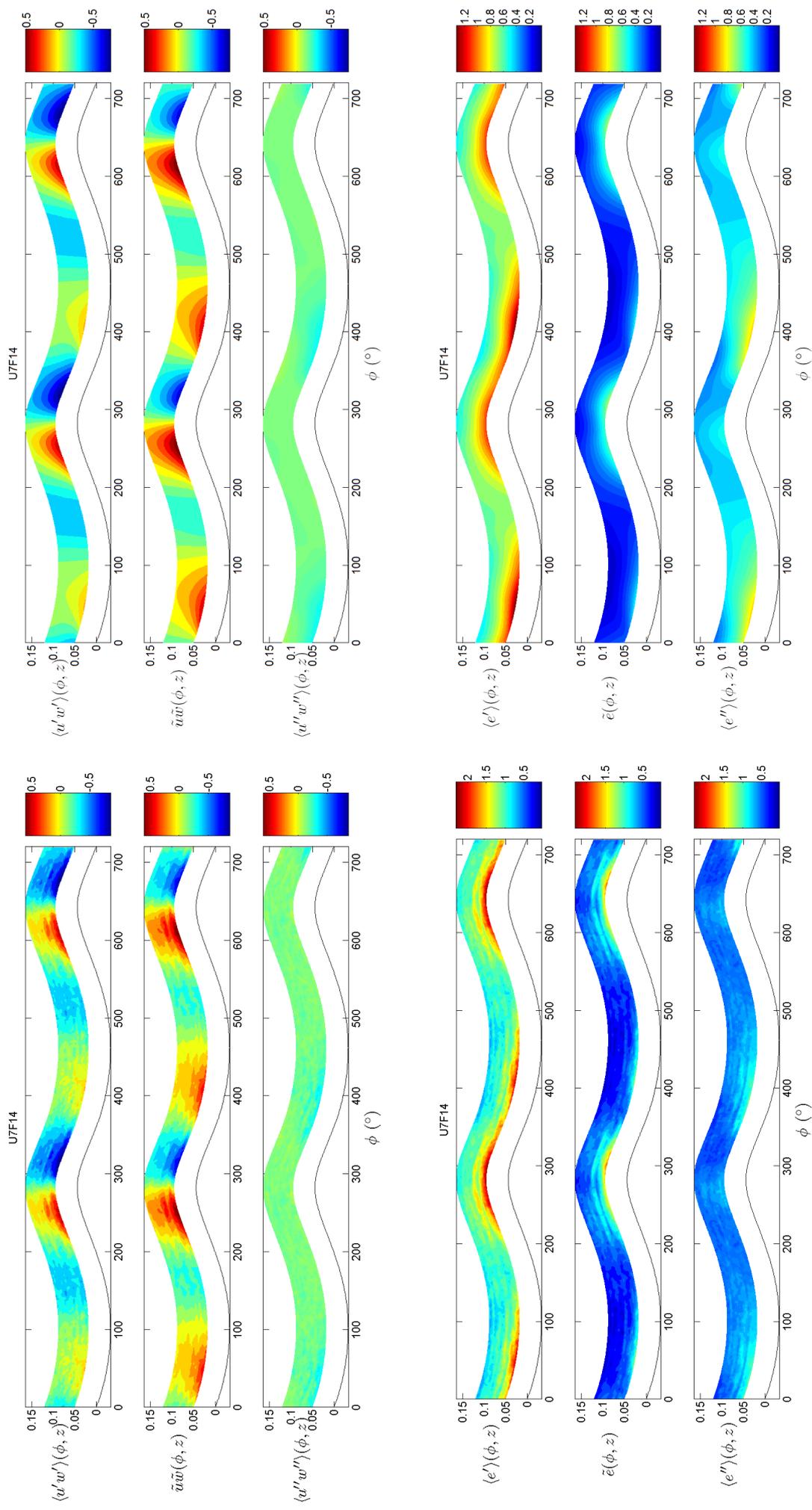


FIG. A.31 – Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U7F14

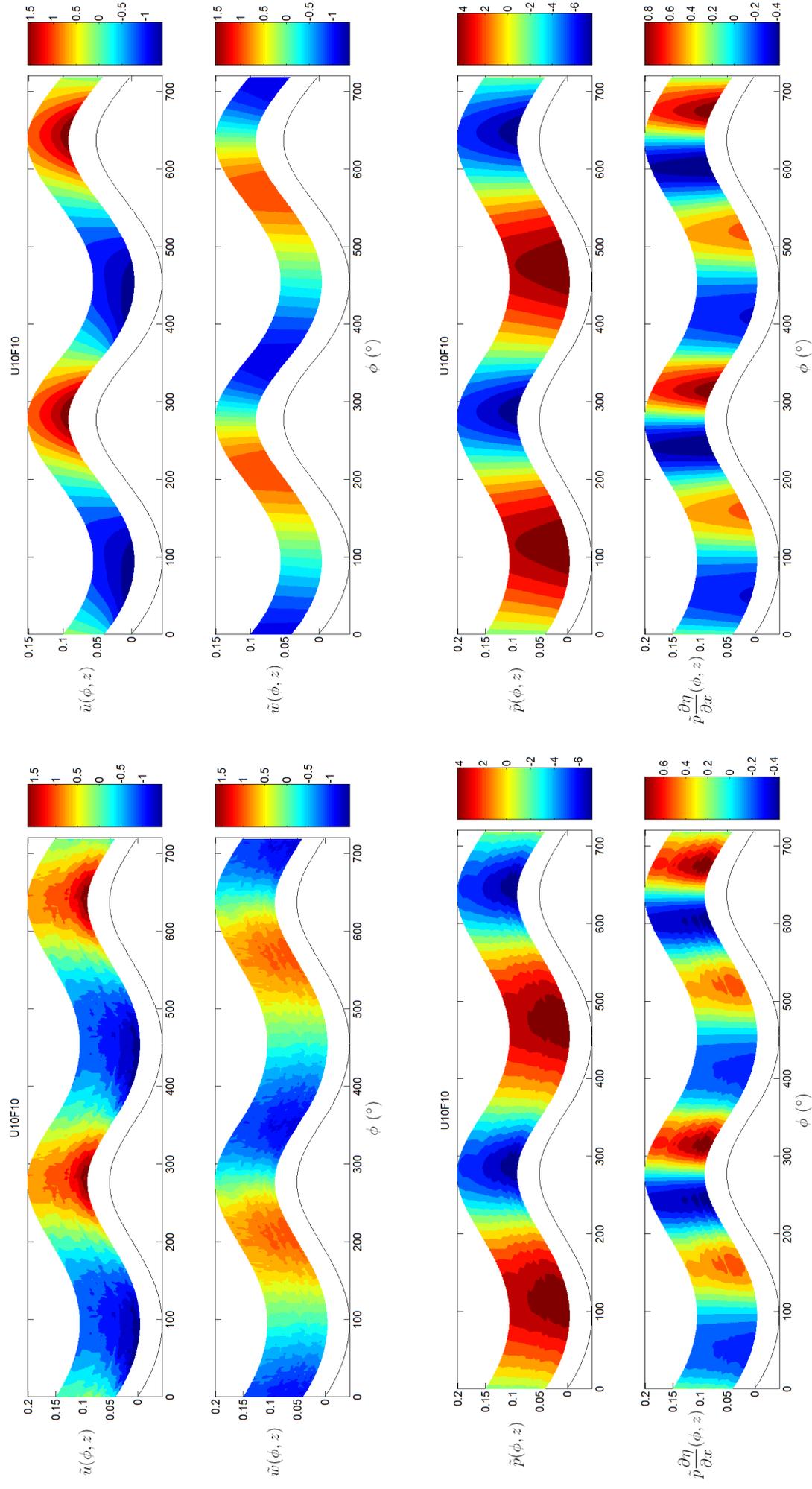


FIG. A.32 – Fluctuations de vitesse et de pression induites - U10F10

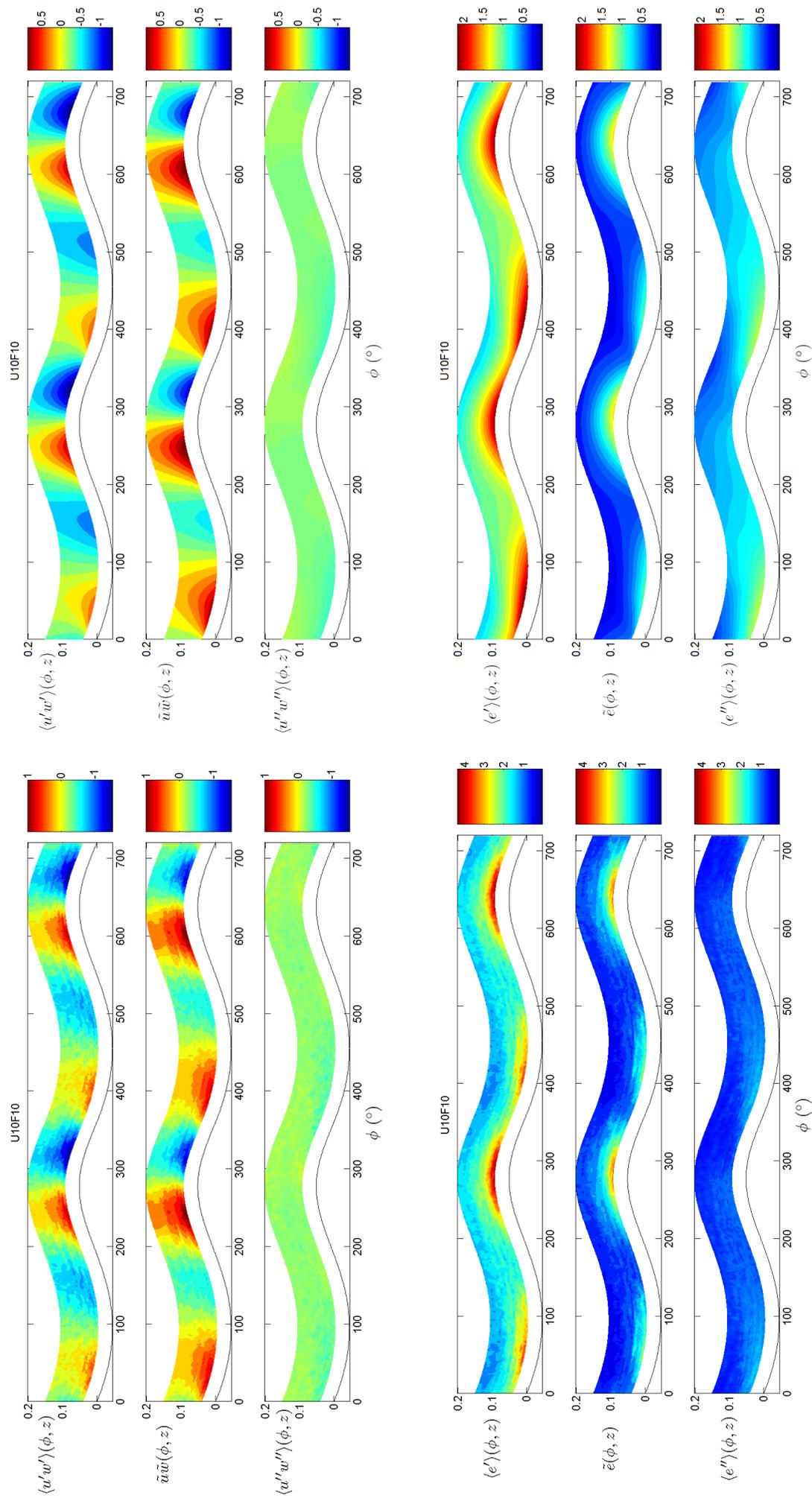


FIG. A.33 – Moyenne de phase du tenseur des contraintes et de l'énergie cinétique - U10F10

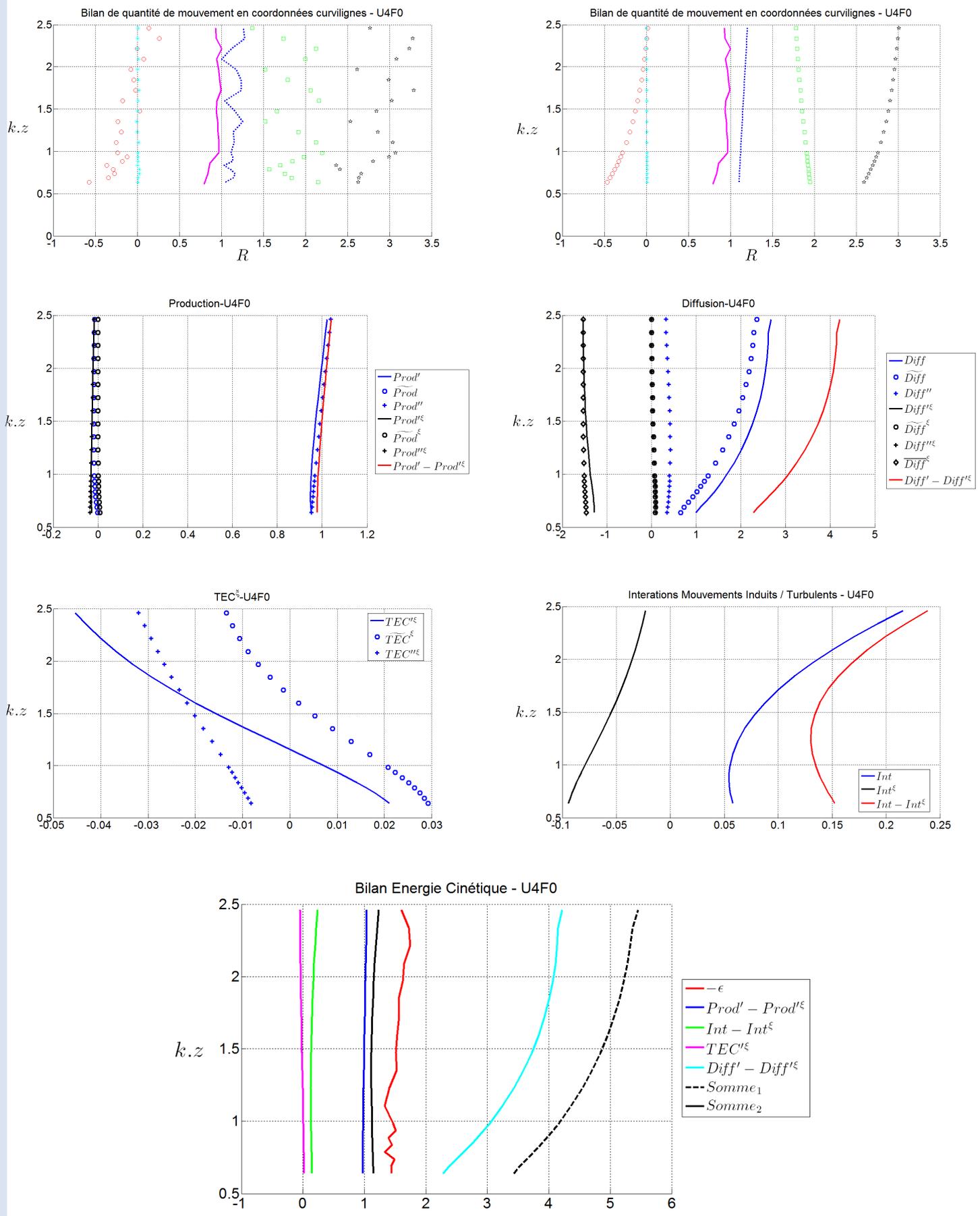


FIG. A.34 – Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U4F0

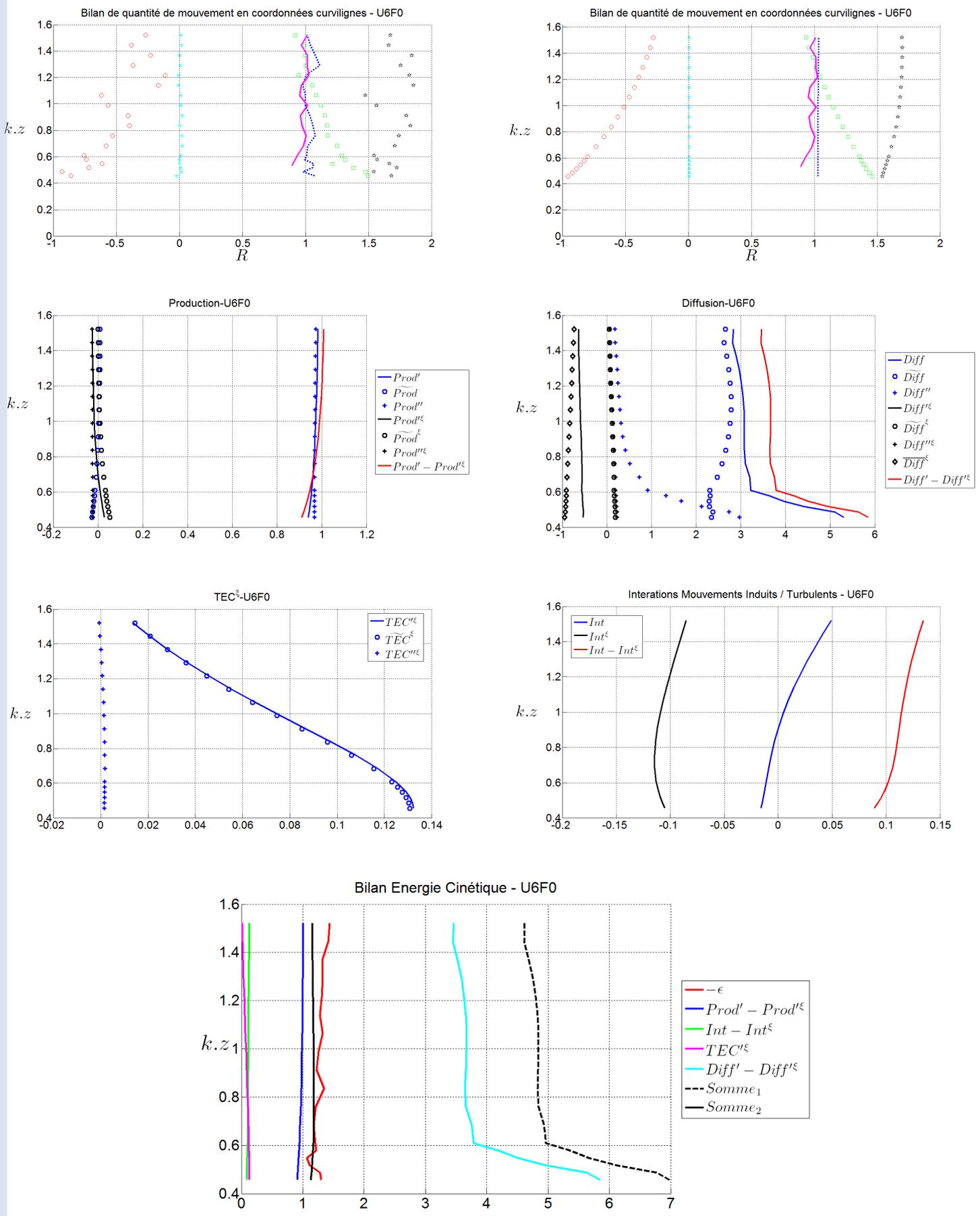


FIG. A.35 – Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U6F0

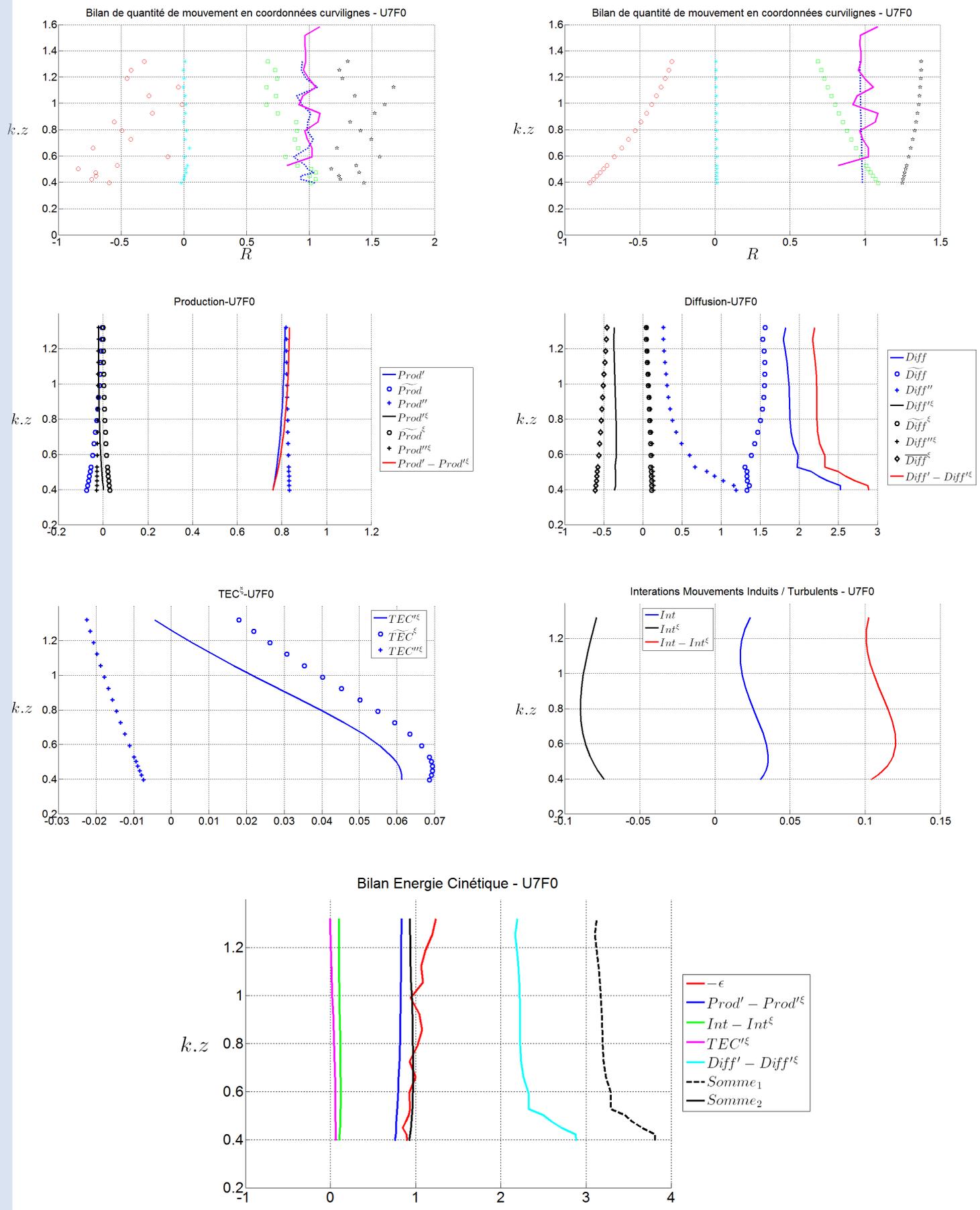


FIG. A.36 – Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U7F0

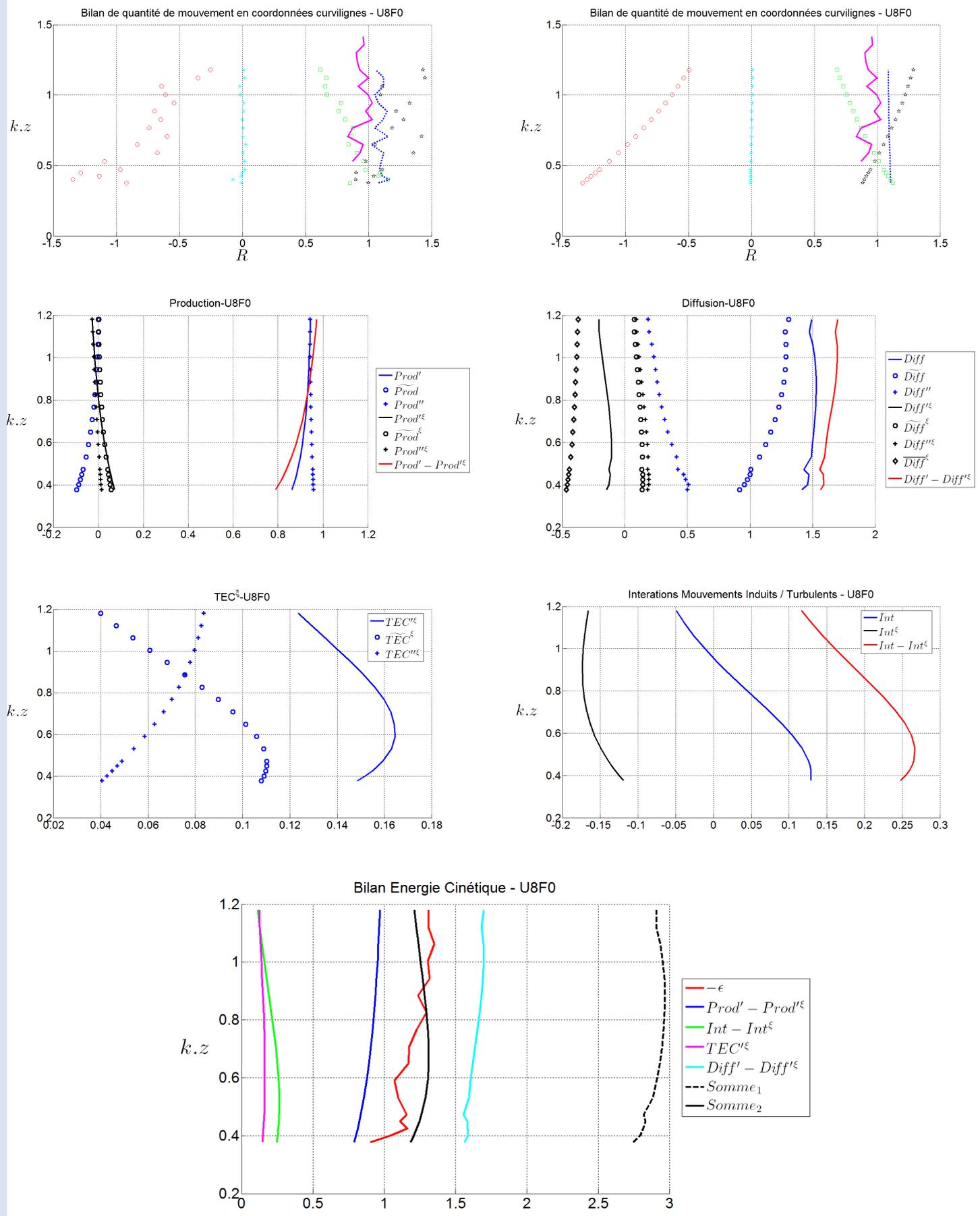


FIG. A.37 – Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U8F0

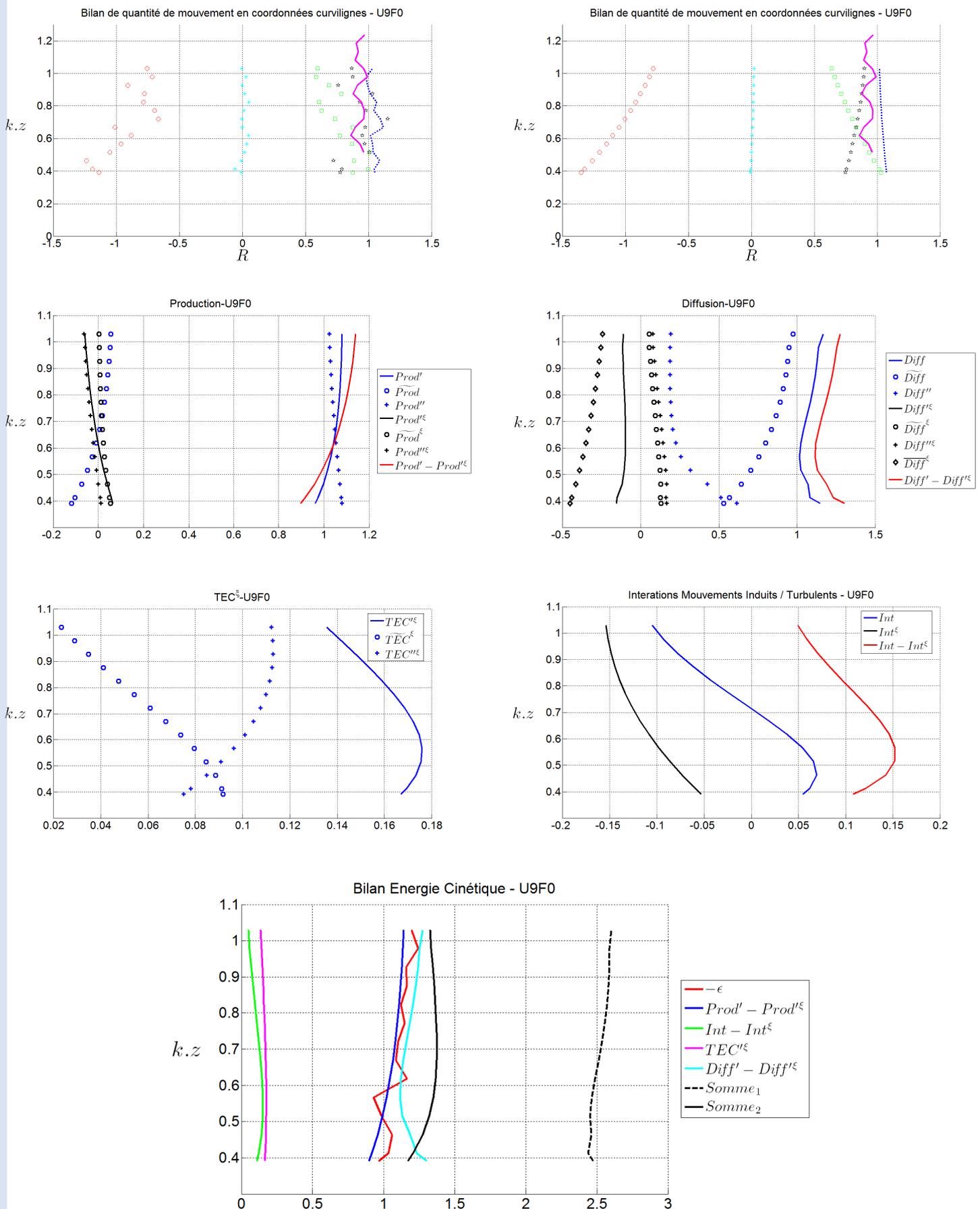


FIG. A.38 – Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U9F0

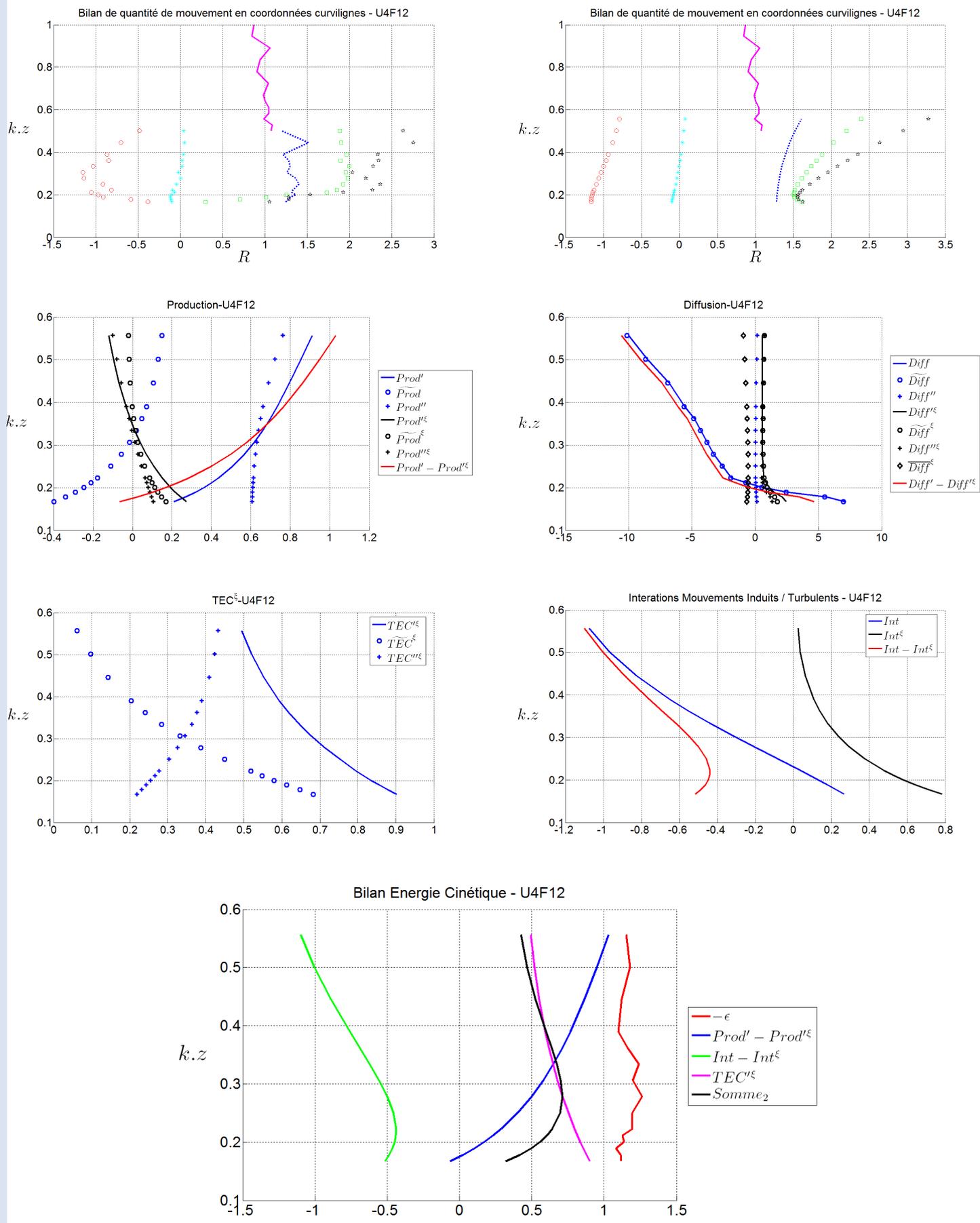


FIG. A.39 – Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U4F12

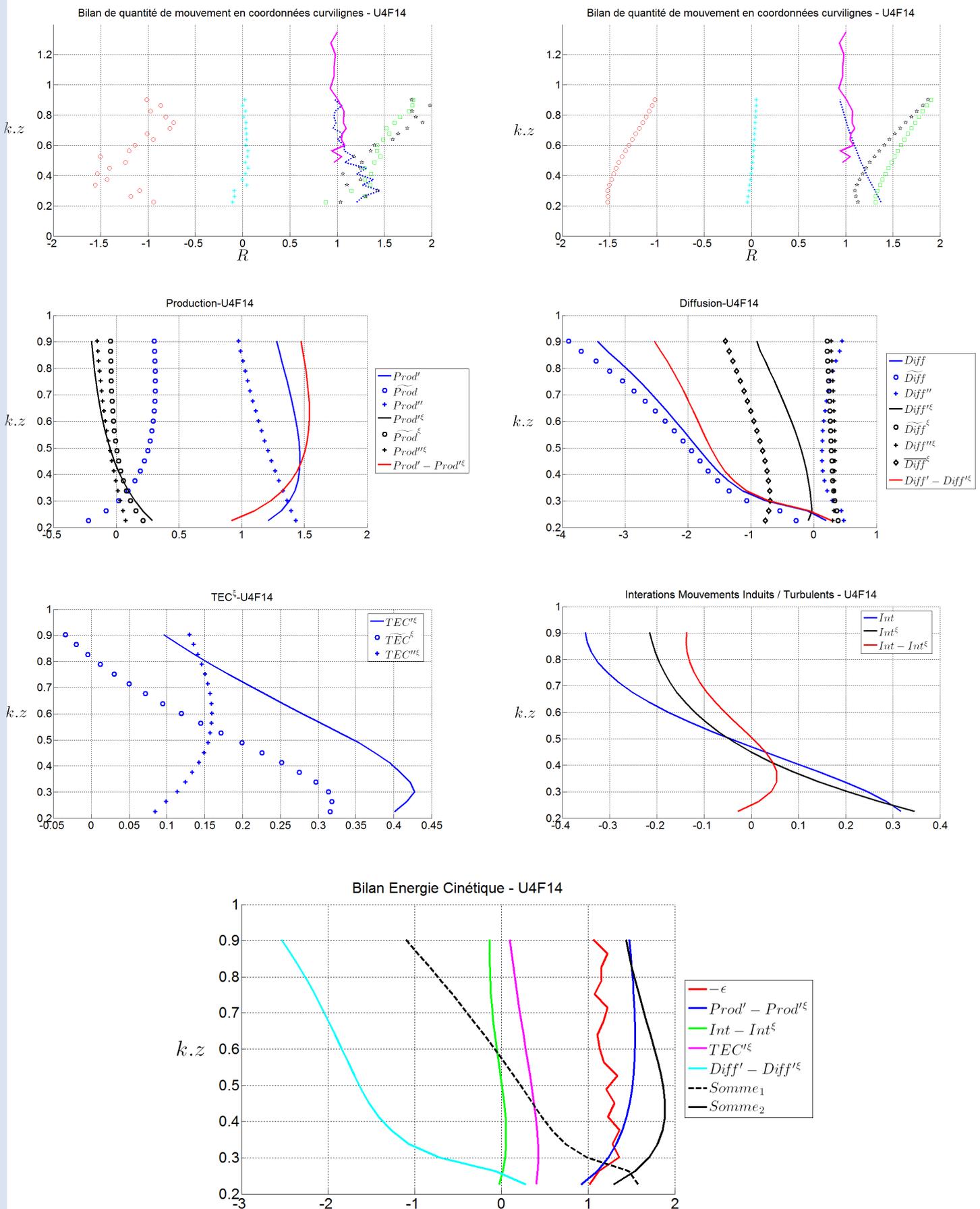


FIG. A.40 – Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U4F14

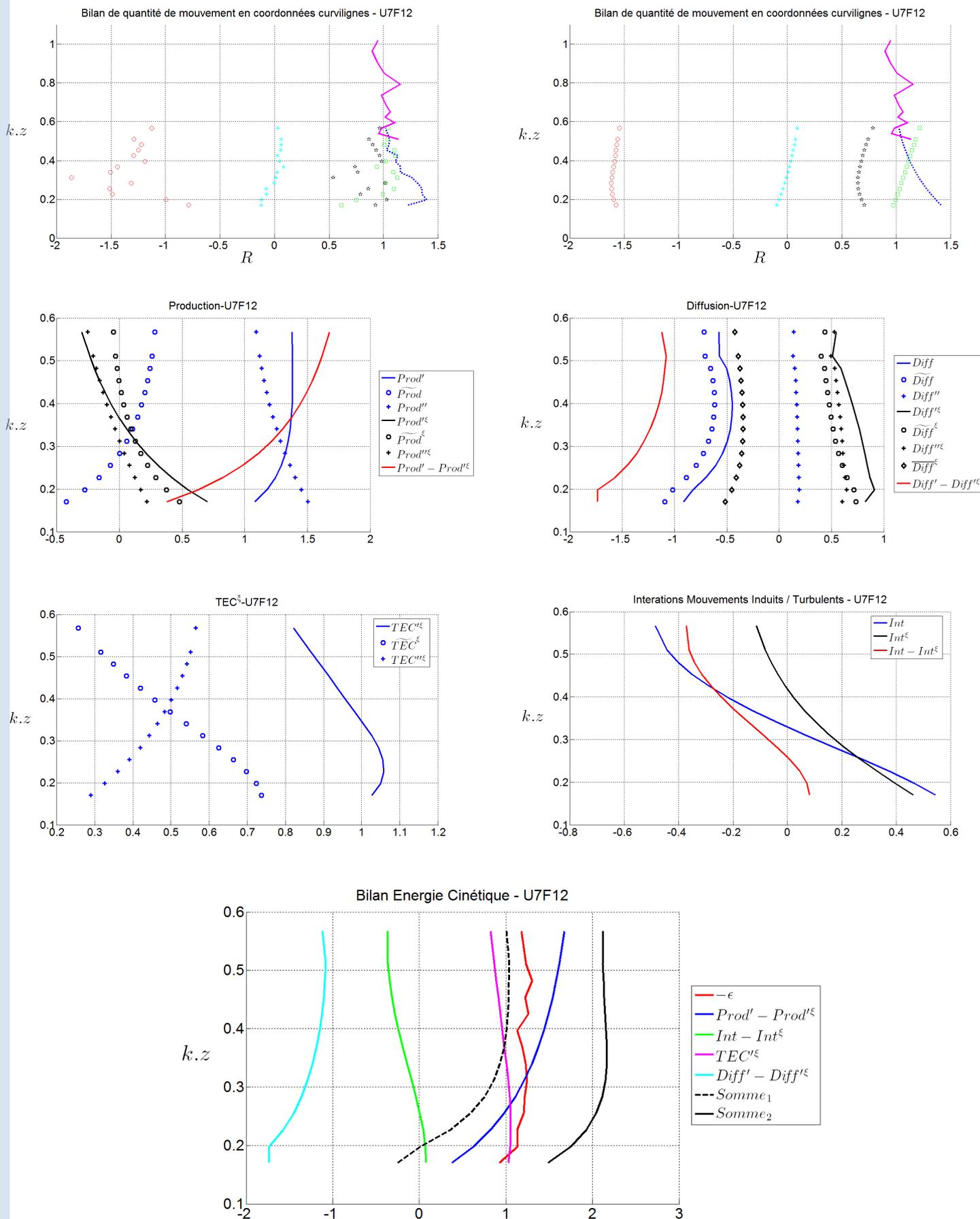


FIG. A.41 – Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U7F12

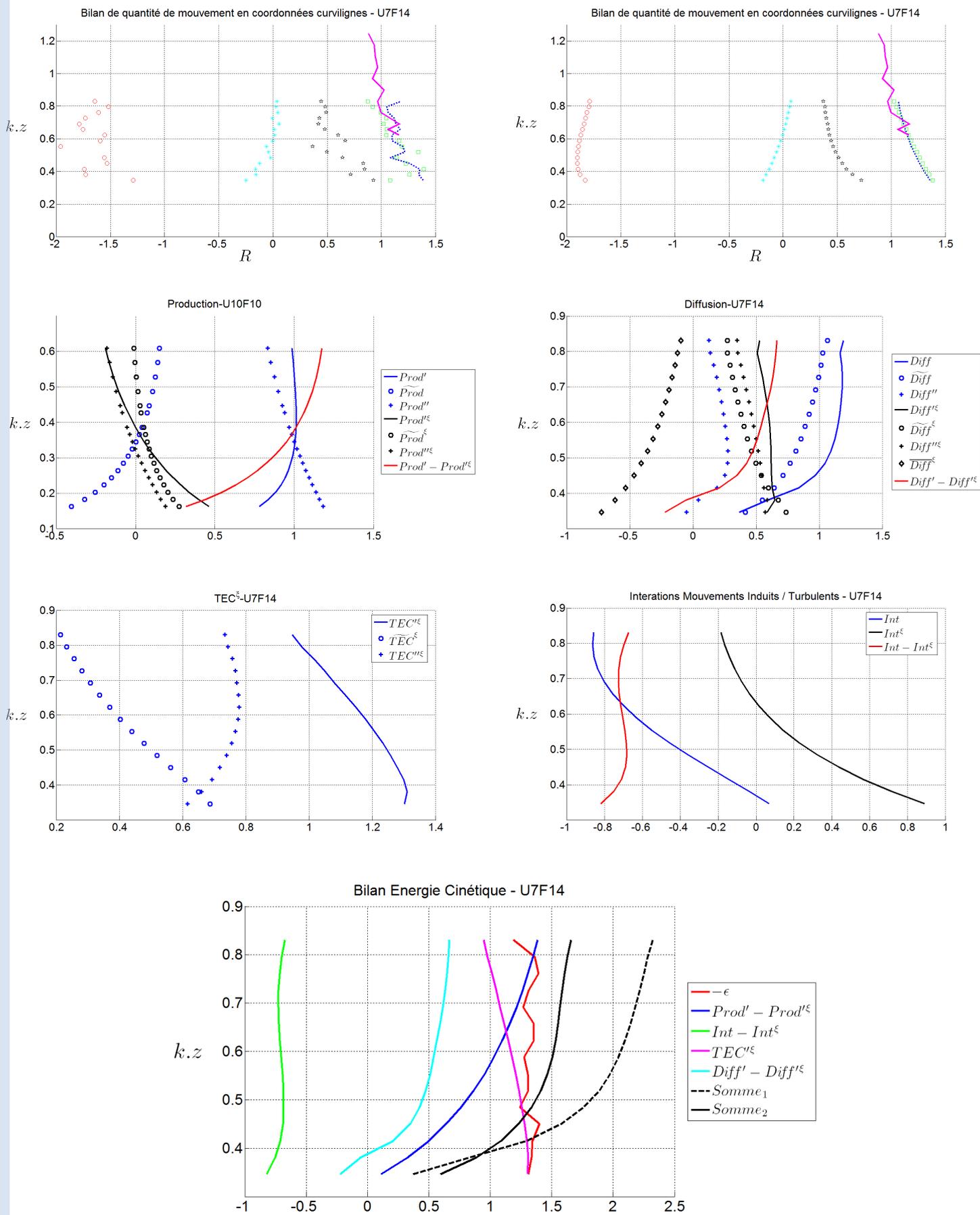


FIG. A.42 – Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U7F14

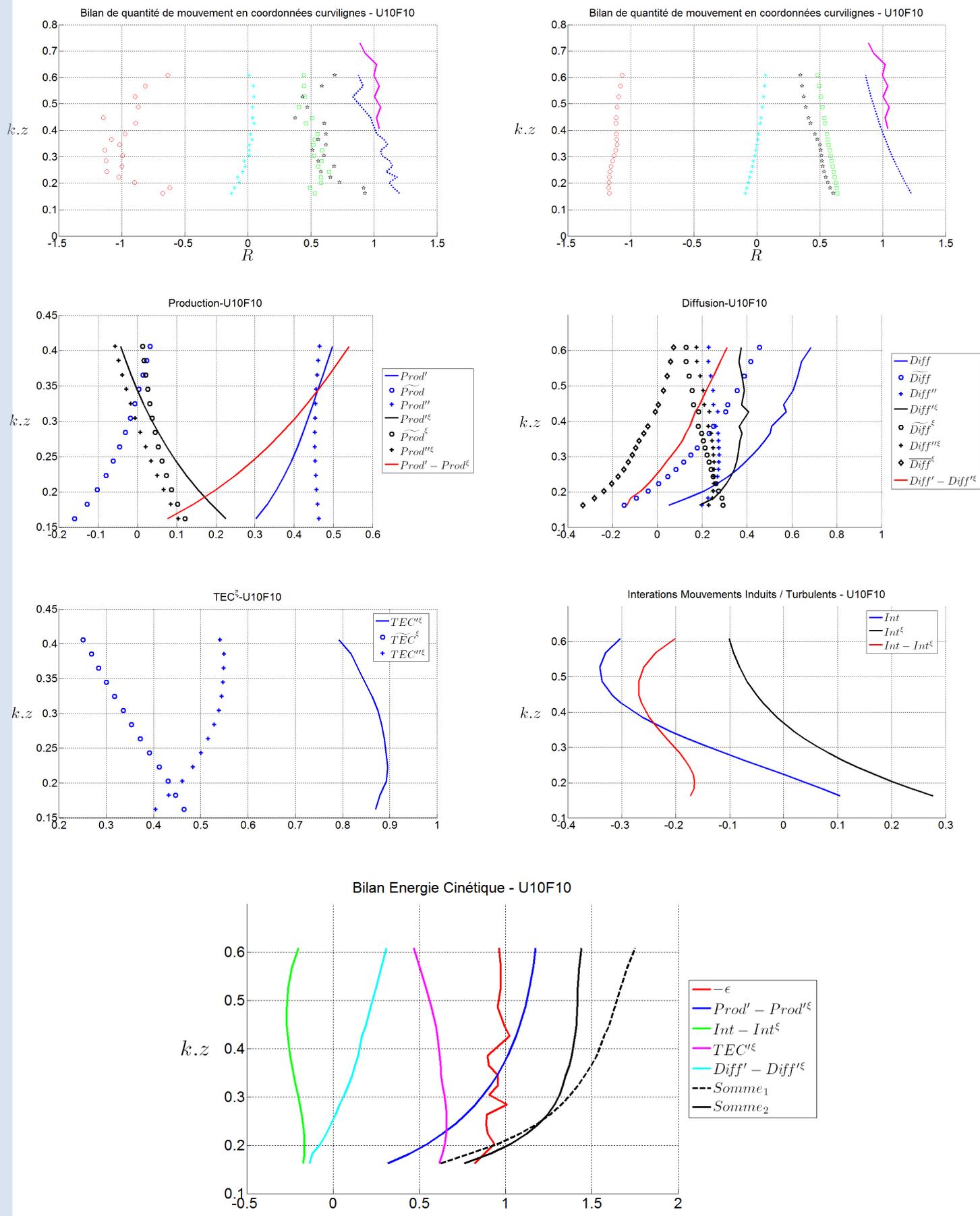


FIG. A.43 – Caractéristiques moyennes de l'écoulement - U10F10

Bibliographie

- BANNER, M.L. 1990 The influence of wave breaking on the surface pressure distribution in wind-wave interactions. *J. Fluid Mech.* **211**, 463–495.
- BANNER, M.L. & MELVILLE, W.K. 1976 On the separation of air-flow over water waves. *J. Fluid Mech.* **77**, 825–842.
- BANNER, M.L. & PEIRSON, W.L. 1998 Tangential stress beneath wind-driven air-water interfaces. *J. Fluid Mech.* **364**, 115–145.
- BELCHER, S.E. & HUNT, J.C.R. 1993 Turbulent shear flow over slowly moving waves. *J. Fluid Mech.* **251**, 109–148.
- CAULLIEZ, G., MAKIN, V.K. & KUDRYAVTSEV, V.N. 2008 Drag of the water surface at very short fetches : Observations and modeling. *J. Phys. Oceanogr.* **38**, 2038–2055.
- CHALIKOV, D.V. & MAKIN, V.K. 1991 Models of the wave boundary layer. *Bound. Layer Met.* **56**, 83–99.
- CHEN, G. & BELCHER, S.E. 2000 Effects of long waves on wind-generated waves. *J. Phys. Oceanogr.* **30**, 2246–2256.
- CUXART, J., G.MORALES, TERRADELLAS, E. & YAGÜE, C. 2002 Study of coherent structures and estimation of the pressure transport terms for the nocturnal stable boundary layer. *Bound. Layer Met.* **105**, 305–328.
- DEARDOFF, J.W. 1967 Aerodynamic theory of growth with constant wave steepness. *J. Oceanogr. Soc. Japan* **23** (6), 278–297.
- DOBSON, F., HASSE, L. & DAVIS, R. 1980 *Air-Sea Interaction, Instruments and Methods*. New York : Plenum Press, pp. 231-253.
- DONELAN, M.A. 1987 The effect of swell on the growth of wind waves. *Johns Hopkins APL Tech. Dig.* **8**, 18–23.
- DONELAN, M.A. 1999 *Wind-induced growth and attenuation of laboratory waves*. In Wind-over-Wave Couplings. Perspective and Prospects (ed. S.G. Sajjadi, N.H. Thomas and J.C.R. Hunt), Clarendon Press Oxford, 183-194.
- DONELAN, M.A., BABANIN, A.V., YOUNG, I.R. & BANNER, M.L. 2006 Wave-follower field measurement of the wind-input spectral function. part II : Parameterization of the wind input. *J. Phys. Oceanogr.* **36**, 1672–1689.

- DONELAN, M.A., BABANIN, A.V., YOUNG, I.R., BANNER, M.L. & MCCORMICK, C. 2005 Wave-follower field measurement of the wind-input spectral function. part I : Measurements and calibrations. *J. Atmos. Oceanic Tech.* **22**, 799–813.
- DONELAN, M.A., DRENNAN, W.M. & KATSAROS, K.B. 1997 The air-sea momentum flux in condition of wind, sea and swell. *J. Phys. Oceanogr.* **27**, 2087–2099.
- DONELAN, M.A., HAUS, B.K., REUL, N., PLANT, W.J., STIASSNIE, M., GRABER, H.C., BROWN, O.B. & SALTZMAN, E.S. 2004 On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds. *Geophys. Res. Letters* **31**.
- DRENNAN, W.M., GRABER, H.C. & DONELAN, M.A. 1999 Evidence for the effects of swell and unsteady winds on marine wind stress. *J. Phys. Oceanogr.* **29**, 1853–1864.
- DUIT, C.A. VAN & JANSSEN, P.A.E.M. 1976 An analytical model of generation of surface gravity waves by turbulent air flow. *J. Fluid Mech.* **236**, 197–215.
- DUPUIS, H.P., TAYLOR, K., WEILL, A. & KATSAROS, K. 1997 Inertial dissipation method applied to derive turbulent fluxes over the ocean during the surface of the ocean-fluxes and interactions with atmosphere/atlantic stratocumulus transition experiment (sofia/astex) and structure des échanges mer-atmospheres, propriétés des hétérogénéités océaniques : Recherches expérimentales (semaphore) experiments with low to moderate winds. *J. Geophys. Res.* **102**, 21115–21129.
- ELLIOTT, J. A. 1970 Microscale pressure fluctuations measured within the lower atmospheric boundary layer. PhD thesis, University of Britain Columbia.
- ELLIOTT, J. A. 1972a Microscale pressure fluctuations measured within the lower atmospheric boundary layer. *J. Fluid Mech.* **53**, 351–384.
- ELLIOTT, J. A. 1972b Microscale pressure fluctuations near waves being generated by the wind. *J. Fluid Mech.* **54**, 427–448.
- GARAT, M.H. 1995 Etude expérimentale du décollement d'air à la crête des vagues. PhD thesis, Université d'Aix-Marseille II.
- GENT, P.R. & TAYLOR, P.A. 1976 A numerical study of air flow above water waves. *J. Fluid Mech.* **77** (1), 105–128.
- GIOVANANGELI, J.P. 1986 Mécanismes physique d'évolution des vagues de vent. PhD thesis, Université d'Aix-Marseille II.
- GIOVANANGELI, J.P. 1988 A new method for measuring static pressure fluctuations with applications to wind-wave interaction. *Experiments in Fluids* **6**, 156–164.
- GIOVANANGELI, J.P., REUL, N., GARAT, M.H. & BRANGER, H. 1999 *Some aspects of wind-wave coupling at high winds : an experimental study*. Clarendon Press Oxford.
- GRINSTED, A., MOORE, J.C. & JEVREJEVA, S. 2004 Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series. *Nonlinear Processes in Geophysics* **11**, 561–566.

BIBLIOGRAPHIE

- HARA, T. & BELCHER, S.E. 2002 Wind forcing in the equilibrium range of wind-wave spectra. *J. Fluid Mech.* **470**, 223–245.
- HARA, T. & BELCHER, S.E. 2004 Wind profile and drag coefficient over mature ocean surface wave spectra. *J. Phys. Oceanogr.* **34**, 2345–2358.
- HASSELMAN, D. & BÖSENBERG, J. 1991 Field measurements of wave-induced pressure over wind-sea and swell. *J. Fluid Mech.* **230**, 391–428.
- HELMHOLTZ, H.L.F. 1868 Über discontinuierliche flüssigkeits-bewegungen. *Monthly Reports of the Royal Prussian Academy of Philosophy in Berlin* **23**, 215.
- HINZE, J.O. 1959 Turbulence, an introduction to its mechanism and theory. In *McGraw-Hill Series In Mechanical Engineering* (ed. McGraw-Hill). McGraw-Hill Book Company, Inc.
- HSIAO, S.V. & SHEMDIN, O.H. 1983 Measurements of wind velocity and pressure with a wave follower during marsen. *J. Geophys. Res.* **88**, 9841–9849.
- JACOBS, S.J. 1987 An asymptotic theory for the turbulent flow over a progressive wave. *J. Fluid Mech.* **174**, 69–80.
- JANSSEN, P.A.E.M. 1989 Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves. *J. Phys. Oceanogr.* **19**, 745–754.
- JANSSEN, P.A.E.M. 1992 On the effect of ocean waves on the kinetic energy balance and consequences for the inertial dissipation technique. *J. Phys. Oceanogr.* **29**, 530–534.
- JEFFREYS, H. 1924 On the formation of wave by wind. *Proc. Roy. Soc. A* **107**, 189–206.
- JEFFREYS, H. 1925 On the formation of wave by wind (second paper). *Proc. Roy. Soc. A* **110**, 341–347.
- KAWAI, S. 1981 Visualisation of air flow separation over wind wave crest under moderate wind. *Bound. Layer Met.* **20**, 547–569.
- KAWAI, S. 1982 Structure of air flow separation over wind wave crest. *Bound. Layer Met.* **23**, 503–521.
- KELVIN, W.T. 1871 Hydrokinetic solutions and observations. *Philosophical Magazine* **42**, 362–377.
- KUDRYAVTSEV, V.N. & MAKIN, V.K. 2001 The impact of air-flow separation on the drag of the sea surface. *Bound. Layer Met.* **98**, 155–171.
- KUDRYAVTSEV, V.N. & MAKIN, V.K. 2002 Coupled dynamics of short wind waves and the air flow over long surface waves. *J. Geophys. Res.* **107**.
- KUDRYAVTSEV, V.N. & MAKIN, V.K. 2004 Impact of swell on the marine atmospheric boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.* **34**, 934–949.

- KUDRYAVTSEV, V.N., MAKIN, V.K. & MEIRINK, J.F. 2001 Simplified model of the air flow above waves. *Bound. Layer Met.* **100**, 63–90.
- LARSEN, X.G., MAKIN, V.K. & SMEDMAN, A.S. 2003 Impact of the waves on sea drag : Measurement in the baltic sea and a model interpretation. *Phys. Fluids* **12**, 97–120.
- LE CALVÉ, O. 1991 Etude en soufflerie du couplage dynamique vent-vagues : liaison entre tensions du vent et état de mer. PhD thesis, Université d’Aix-Marseille II.
- LOMAS, C.G. 1986 *Fundamentals of Hot Wire Anemometry*. Cambridge University Press.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. 1969 Action of a variable stress at the surface of water waves. *Phys. Fluids* **12**, 737–740.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. & SMITH, N.D. 1986 Measurements of breaking waves. implications for wind-stress and wave generation. In *Wave Dynamics and Radio Probing of Sea Surface. Inter-Union Commission on Reader Meteorology* (ed. O.M. Phillips & K. Hasselmann), pp. 257–264. Horwood Publishing.
- MAAT, N. & MAKIN, V.K. 1992 Numerical simulation of air flow over breaking waves. *Bound. Layer Met.* **60**, 77–93.
- MAKIN, V.K. 2005 A note on the drag of the sea surface at hurricane winds. *Bound. Layer Met.* **115**, 169–176.
- MAKIN, V.K. & KUDRYAVTSEV, V.N. 1999 Coupled sea surface-atmosphere model. 1. wind over waves coupling. *J. Geophys. Res.* **104** (4), 7613–7623.
- MAKIN, V.K. & KUDRYAVTSEV, V.N. 2002 Impact of dominant waves on sea drag. *Bound. Layer Met.* **103**, 83–99.
- MAKIN, V.K., KUDRYAVTSEV, V.N. & MASTENBROEK, C. 1995 Drag of the sea surface. *Bound. Layer Met.* **73**, 159–182.
- MASTENBROEK, C., MAKIN, V.K., GARAT, M.H. & GIOVANANGELI, J.P. 1996 Experimental evidence of rapid distortion of turbulence in the air flow over water waves. *J. Fluid Mech.* **318**, 273–302.
- MILES, J. 1957 On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.* **3**, 185–204.
- MILES, J. 1959 On the generation of surface waves by shear flows, part 2. *J. Fluid Mech.* **6**, 568–582.
- MILES, J. 1960 On the generation of surface waves by turbulent shear flows. *J. Fluid Mech.* **7**, 469–478.
- MILES, J. 1962 On the generation of surface waves by shear flows, part 4. *J. Fluid Mech.* **13**, 433–448.
- MILES, J. 1993 Surface-wave generation revisited. *J. Fluid Mech.* **256**, 427–441.

BIBLIOGRAPHIE

- MOTZFELD, H. 1937 Die turbulence strömung an welligen wanden. *Z. Agnew Math. Mech.* **17**, 21–28.
- OKUDA, K., KAWAI, S. & TOBA, Y. 1977 Measurement of skin friction distribution along the surface of wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan* **33**, 190–198.
- PHILLIPS, O.M. 1957 On the generation of waves by turbulent wind. *J. Fluid Mech.* **2**, 417–445.
- PHILLIPS, O.M. 1977 *The dynamics of the upper ocean. 2d ed.*. Cambridge University Press.
- PHILLIPS, O.M. & BANNER, M.L. 1974 Wave breaking in the presence of wind drift and swell. *J. Fluid Mech.* **66**, 625–640.
- PLANT, W.J. 1982 A relationship between wind stress and wave slope. *J. Geophys. Res.* **87**, 1961–1967.
- POWELL, M.D., VICKERY, P.J. & REINHOLD, T.A. 2003 Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones. *Nature* **422**, 279–283.
- REUL, N. 1998 Etude expérimentale de la structure de l'écoulement d'air au-dessus des vagues courtes déferlantes. PhD thesis, Université de la Méditerranée.
- REUL, N., BRANGER, H. & GIOVANANGELI, J.P. 1999 Air flow separation over unsteady breaking waves. *Phys. Fluids* **11**, 1959–1961.
- REUL, N., BRANGER, H. & GIOVANANGELI, J-P. 2008 Air flow structure over short gravity breaking water waves. *Bound. Layer Met.* **126**, 477–505.
- SHEMDIN, O.H. 1972 Wind generated current and phase speed of wind waves. *J. Phys. Oceanogr.* **2**, 411–419.
- SKAFEL, M.G. & DONELAN, M.A. 1997 Laboratory measurements of stress modulation by wave groups. *Geophysica* **33(2)**, 9–14.
- SNYDER, R. L., DOBSON, F. W., ELLIOT, J. A. & LONG, R. B. 1981 Array measurement of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves. *J. Fluid Mech.* **102**, 1–59.
- STANTON, T., MARSHALL, D. & HOUGHTON, R. 1932 The growth of waves on water due to the action of the wind. *Proc. Roy. Soc. A* **137**, 283–293.
- STEWART, R.W. 1967 Mechanics of the air sea interface. *Phys. Fluids Suppl.* **10**, 547–554.
- SYKES, R.I. 1980 An asymptotic theory of incompressible turbulent flow over a small hump. *J. Fluid Mech.* **101**, 647–670.
- THIJSSSE, J.T. 1951 *Growth of wind-generated waves and energy transfer, Gravity Waves*. National Bureau of Standards, Washington Circular 521, 281–287.

- TOBA, Y., TOKUDA, M., OKUDA, K. & KAWAI, S. 1975 Forced convection accompanying wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan* **31**, 192–198.
- TORRENCE, C. & COMPO, G.P. 1998 A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of American Meteorological Society* **79** (1), 61–78.
- TOWNSEND, A.A. 1980 The response of sheared turbulent to additional distortion. *J. Fluid Mech.* **81**, 171–191.
- VALENZUELA, G.R. 1976 The growth of gravity-capillary waves in a coupled shear flow. *J. Fluid Mech.* **76**, 229–250.
- VERON, F., SAXENA, G. & MISRA, S.K. 2007 Measurements of the viscous tangential stress in the airflow above wind waves. *Geophys. Res. Letters* **34**.
- WEISSMANN, M.A. 1986 Observations and measurements of air flow over water waves. In *Wave Dynamics and Radio Probing of Sea Surface. Inter-Union Commission on Reader Meteorology* (ed. O.M. Phillips & K. Hasselmann), pp. 335–352. Horwood Publishing.
- ZEMAN, O. & JENSSEN, N.O. 1987 Modification to turbulence characteristics in flow over hills. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **113**, 55–80.